



TITLE:

乱れたアモルファス超伝導薄膜の  
極低温における輸送現象と磁束状  
態(修士論文(2000年度))

AUTHOR(S):

森田, 真規子

---

CITATION:

森田, 真規子. 乱れたアモルファス超伝導薄膜の極低温における輸送現象と磁束状態(修士論文(2000年度)). 物性研究 2001, 77(1): 113-152

ISSUE DATE:

2001-10-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/97075>

RIGHT:

---

**修士論文** (2000年度)
 

---

# 乱れたアモルファス超伝導薄膜の極低温における 輸送現象と磁束状態

東京工業大学 理工学研究科 物性物理学専攻    森田 真規子

## 目 次

<b>1</b>	<b>序論</b>	<b>114</b>
1.1	背景	114
1.1.1	超伝導絶縁体 (SI) 転移	115
1.1.2	SI 転移の実験	116
1.2	本研究の目的	118
<b>2</b>	<b>実験</b>	<b>119</b>
2.1	試料	119
2.2	測定	119
<b>3</b>	<b>実験結果と考察</b>	<b>121</b>
3.1	試料について	121
3.2	磁場による SI 転移と $B > B_C$ における異常な絶縁体相	122
3.2.1	4nm の薄膜の垂直および平行磁場中における $R(T)$	123
3.2.2	4nm の薄膜における磁気抵抗の異方性	127
3.2.3	100nm の膜の垂直・平行磁場中における $R(T)$	128
3.2.4	100nm 膜の磁気抵抗の異方性	129
3.2.5	異常な絶縁体相における電流-電圧特性	131
3.3	乱れによる SI 転移と異常な絶縁体相	139
3.4	3次元試料の電流-電圧特性	145
<b>4</b>	<b>まとめ</b>	<b>149</b>
	謝辞	150
	参考文献	150

# 1 序論

## 1.1 背景

第Ⅱ種超伝導体の磁束状態および電子状態は、系の次元性により大きく異なる。2次元超伝導体は3次元超伝導体と比べて強いゆらぎの効果が現れることが期待されるため、特に盛んに研究がなされている。図 1.1 に示したのは適度な乱れをもつ2次元と3次元(第Ⅱ種)超伝導体の温度  $T$ 、磁場  $B$  に対する相図である。ボルテックスガラス理論 [1] によると、2次元の系では有限磁場下において真の超伝導状態(ボルテックスガラス相)は  $T = 0$  にのみ存在する。有限温度では、その温度における上部臨界磁場  $B_{C2}$  以下の磁場中で、磁束は熱ゆらぎまたは量子ゆらぎによって自由に動くことのできる状態(磁束液体相)にあることが予想されている。熱ゆらぎの効果が強い場合には、磁束クリープがおこるため、電気抵抗率は  $\rho = \rho_0 \exp(-U/kT)$  のような熱活性型の式で表される。

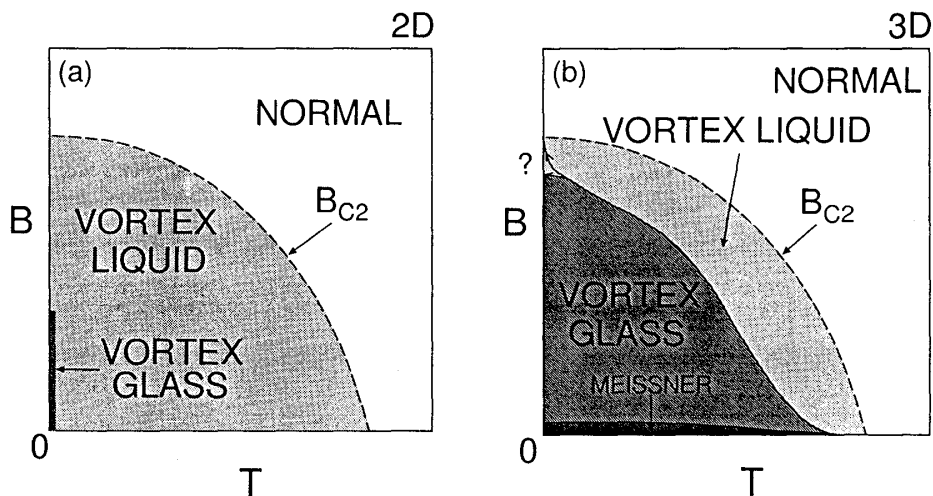


図 1.1: 乱れた2次元と3次元の温度  $T$ 、磁場  $B$  に対する相図

$B = 0$  のときは、 $T = 0$  から温度を上げていくと、Kosterlitz-Thouless (KT) 転移温度  $T_{KT}$  を境に熱的な渦糸-反渦糸対の解離が始まる。 $T_{KT} < T < T_{C0}$  ( $T_{C0}$ : 平均場転移温度) では解離した渦糸と反渦糸が自由に運動する [2, 3]。このとき電流を流すと、電流の向きに垂直に渦糸が動くため有限の電気抵抗が観測される。このように2次元超伝導体の磁束状態は、有限温度で熱ゆらぎの影響を強く受けている。また電場  $E$  と電流  $J$  の関係は  $E \sim J^{\alpha(T)}$  と表される。ここで  $\alpha(T)$  の値は  $T > T_{KT}$  では1で、 $T = T_{KT}$  で3にジャンプすることが予想されている [4]。しかし、最近これを疑問視する論文 [5] も出されている。

一方、3次元の系では、磁束のピン止め力が2次元系に比べてはるかに強いために、広い温度・磁場範囲にわたって磁束がガラス状態(ボルテックスガラス)になっている。M.P.A.Fisherらは、ボルテックスガラスから液体への転移に関して、次のようなボルテックスガラス理論を展開した [1]。磁束系の高温相の液体状態から低温相のガラス状態への相転移を2次相転移と考え、ボルテックスガラス転移温度  $T_g$  で発散するボルテックスガラス相関長  $\xi_g \sim |T - T_g|^{-\nu}$  ( $\nu$ : 静的臨界指数)、および臨界緩和の時定数  $\tau \sim \xi_g^z$  ( $z$ : 動的臨界指数)を導入してスケーリン

グ理論を展開した。それによると、電流ゼロの極限における電気抵抗率  $\rho_L$  の温度に対する変化は連続的で  $\rho_L \sim (T - T_g)^{\nu(z-1)}$  のように記述される。また、 $T = T_g$  における電流電圧特性は  $E \sim J^{(z+1)/2}$  となることが予想されている。この理論によると、2次元系では上述のように  $T_g = 0$  となると予想されている。

乱れの少ない3次元系では極低温・高磁場域に、量子ゆらぎによって磁束格子が融解した量子磁束液体 (Quantum Vortex Liquid [QVL]) 相が存在すると考えられている [6]。これに対し、乱れの多い3次元系では、ボルテックスガラス転移が極低温・高磁場域まで観測されるのか、さらに QVL 相 (図 1.1(b) 左上の矢印で囲まれた領域) が存在するかどうかといった問題は、理論、実験ともに明らかでない。QVL 相における電子状態および磁束状態を実験的に明らかにすることは非常に重要である。

### 1.1.1 超伝導絶縁体 (SI) 転移

2次元超伝導体では  $T = 0$  において乱れの増加、あるいは磁場印加によって、超伝導から絶縁体へと転移すると考えられている (SI 転移) [7]。ここで常伝導状態における (超伝導転移温度より高い温度での) 面抵抗値  $R_n$  を乱れの強さを表す量と考える。

乱れによる SI 転移が起こる理由は定性的に次のように説明することができる。超伝導状態では、クーパー対を構成する2つの電子間の位相のコヒーレンスが長距離にわたって保たれている。だが、乱れを導入すると電子状態が局在し、電子の波動関数の広がりには制限が課される。また、クーロン遮蔽効果が弱められ [8]、この2つの電子間のクーロン斥力が無視できなくなる。これらの作用のためにクーパー対が壊れて系は常伝導電子系に移行する。2次元系の常伝導電子系では、アンダーソンらの理論 [9, 10] から、絶対零度で電気抵抗が無限大の絶縁体になることが予想され (アンダーソン局在)、実験的にも示されている。したがって、2次元超伝導体は  $T = 0$  で乱れの増加により、ある臨界値 (臨界抵抗) を境に超伝導 (超伝導電子系) から絶縁体 (常伝導電子系) へ転移すると考えられる。

磁場印加による SI 転移は  $T = 0$  における量子相転移である、という観点から M.P.A. Fisher らは "dirty boson" モデルを提唱した [11, 12]。彼らの理論では、クーパー対と渦糸をボーズ粒子ととらえ、それらの局在・超流動転移という観点から SI 転移を議論している。この相転移では超伝導オーダーパラメータの位相の量子ゆらぎが重要な役割を果たす。彼らによると磁場 (あるいは乱れ) が小さい超伝導状態においてはクーパー対は超流動状態にあり、渦糸は局在している (ボルテックスガラス相)。磁場 (または乱れ) を増加させ、それらが臨界点に達するとクーパー対が局在し渦糸が超流動状態に転移した絶縁体相となる (ボーズガラス相)。図 1.2 は2次元超伝導体の温度、磁場、乱れに対する相図である。この図における  $T = 0$ 、 $B_c < B$  の薄い灰色の領域が、ボーズガラス相に対応する。さらに磁場 (または乱れ) が強まると、クーパー対、渦糸は消滅し、常伝導電子系による通常の絶縁体に転移する。Fisher は SI 転移に対してスケーリング理論を展開し、転移点近傍における電気抵抗の温度・磁場依存性を物質によらないユニバーサルなスケーリング関数で表した。転移点における面抵抗値は普遍的な値  $R_Q = h/4e^2 \sim 6.5k\Omega$  となることを予想した。このスケーリング理論を確かめる実験はいくつかの系で行われてきたが、ボーズガラス相の存在を直接示す実験的証拠は未だに得られていない [13, 14, 15]。一方、相転移とは別に、常伝導電子の寄与も考慮し、ゆらぎの効果を正しく評価することによって輸送現象を説明しようという池田らによる理論的な試み [16] もある。

Fisher の理論では、SI 転移点において有限の広さをもつ金属相は考えられていない。ところが他のグループの最近の実験によると、 $T = 0$  の磁場印加による SI 転移点直下において、磁束の量子液体相と呼ばれる金属相が存在するのではないかという議論がなされている [17, 18]。もし金属相が存在するとすれば、SI 転移の枠組みが崩れる可能性があるため、金属相が存在するかどうかは非常に重要である。

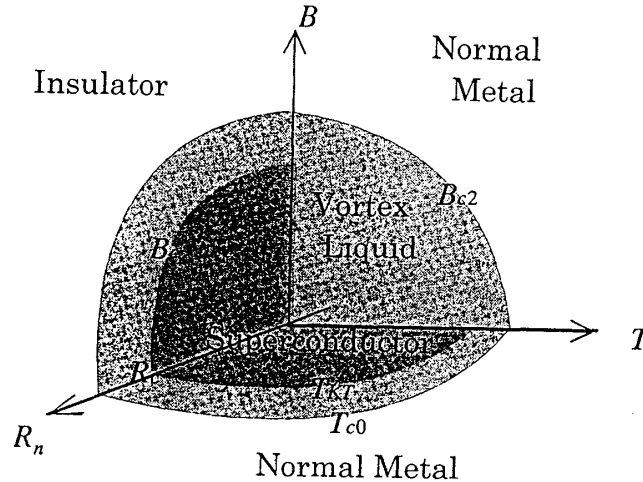


図 1.2: 2次元超伝導体の温度  $T$ 、磁場  $B$ 、乱れ  $R_n$  に対する相図

### 1.1.2 SI 転移の実験

#### 乱れによる SI 転移

$B = 0$  において、2次元超伝導体の乱れを増加していくと  $T = 0$  で SI 転移が起こる。ここでいう乱れの程度は、すでに述べたように、超伝導転移温度より十分高温における面抵抗値  $R_n(T \gg T_C)$  によって表す。乱れを変化させるには一般に、(i) 膜厚、(ii) 物質の組成、(iii) 不純物濃度、を変えるなどの方法がとられる。図 1.3 は Haviland らによる Bi 急冷蒸着膜による乱れによる SI 転移の実験結果 [19] で、この場合は膜厚を変化させることによって乱れ ( $R_n$ ) を変えている。彼らはこの結果から SI 転移点における面抵抗値が普遍的な値  $R_Q = h/4e^2 \sim 6.5k\Omega$  に近いことを主張している。その後さまざまな系で乱れによる SI 転移の問題は調べられているが、 $R_C$  は厳密には普遍的な値とはなっていない [20, 21, 22, 23, 24, 25]。しかし、これらの中には試料の構造および均一性に問題があるものや、測定温度域が臨界領域に達していないものも含まれるので、まだ  $R_C$  の普遍性については決着がついていないというべきだろう。

乱れによる SI 転移に関する興味ある話題として、転移点直上の絶縁体領域がボーズグラス相であるかどうか、すなわちクーパー対および渦糸が存在するかどうかという問題がある。Marković らは、ゼロ磁場で絶縁体となる試料について、低温で垂直および平行磁場中の電気抵抗を測定したところ、ノーマルな電子系では説明できない磁気抵抗の異方性を観測したと主張している [26]。彼らは、その磁気抵抗の異方性の起源は自由に動くことのできる渦糸によるものと解釈し、絶縁体的な試料における渦糸の存在の証拠を得たとしている。しかし、測定温度は比較

的高いため ( $\sim 0.7\text{K}$ )、そのような高温においても量子相転移が起こったり、量子ゆらぎの効果が現れたりするのかどうかについては疑問の余地がある。このように乱れによる SI 転移の問題はまだ未解決の部分が多く、乱れを広い範囲で変えた系統的な研究が必要であると考えられる。

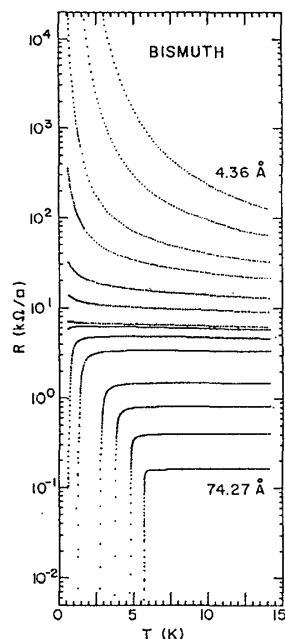


図 1.3: Bi 急冷蒸着における乱れによる SI 転移

### 磁場による SI 転移

ボーズグラス相の存在を実験的に最初に主張したのは、Hebard らによる磁場印加の SI 転移の実験である [27]。彼らはアモルファス ( $a$ -)InO<sub>x</sub> 膜の電気抵抗  $R_{xx}$  とホール抵抗  $R_{xy}$  の温度依存性を様々な磁場中で同時に測定した。その結果は図 1.4 [28] のようになり  $R_{xx}$ 、 $R_{xy}$  それぞれの臨界磁場  $B_{xxC}$ 、 $B_{xyC}$  には  $B_{xxC} < B_{xyC}$  の関係があることがわかった。このことから彼らは  $B_{xxC} < B < B_{xyC}$  の領域がボーズグラス相である可能性を主張した。また Okuma らは乱れを広い範囲で変化させた In の微粒子膜を用いて、 $B_{xxC}$ 、 $B_{xyC}$  を測定し、磁場印加による SI 転移の直上だけでなく、乱れによる SI 転移の直上にも、ボーズグラス相を示唆する異常な絶縁体領域があることを見出した [29, 30]。図 1.5 にこの実験で得られた相図を示す。Okuma らはさらに、微視的な乱れをもつアモルファス Mo<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> 超薄膜において磁気抵抗を測定したところ、ゼロ磁場で超伝導となる試料では、 $B_{xxC}$  直上の磁場領域で極低温において異常な負の磁気抵抗が現れることを見出した [31]。ゼロ磁場で絶縁体的な試料ではこのような負の磁気抵抗は見られなかったことから、負の磁気抵抗の起源は局在したクーパ対によるものであると考え、図 1.6 に示す相図を作成した [32]。

これらの実験に比べると、より間接的なものだが、磁場印加による SI 転移近傍における電気抵抗の温度・磁場依存性  $R(T, B)$  を Fisher のスケーリング理論に基づいて解析した報告がいくつかなされている [14, 15, 33]。その多くは、臨界点近傍での様々な  $R(T, B)$  が一つのスケーリング曲線にのることや、その臨界指数が予想された値と一致することからこのモデルの正当性

を主張している。しかし、有限温度における電気伝導にはフェルミオン電子系も寄与すると考えられるので [16, 22, 34]、ボゾン系のみを想定したスケーリングの理論による実験結果の解析には注意が必要である [16]。ボーズグラス相の存在の証拠は間接的にしか得られていないことや、実験データの解析上の基本的な問題点などから、現在でも Fisher のモデルが検証されたとはいえない状況にある。

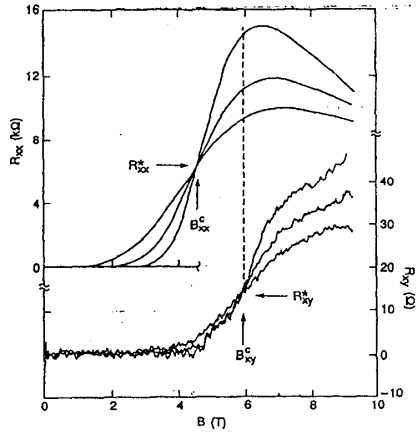


図 1.4: Hebard らによる a-InO<sub>x</sub> 膜の測定

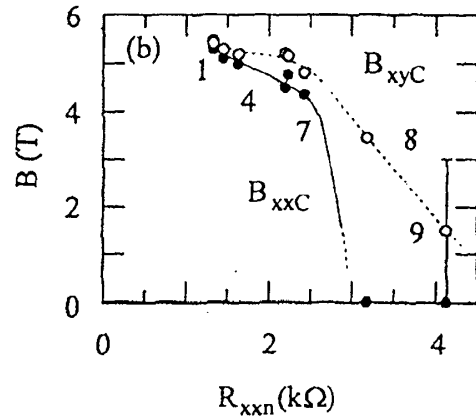


図 1.5: Okuma らによる In 膜の測定から得られた相図

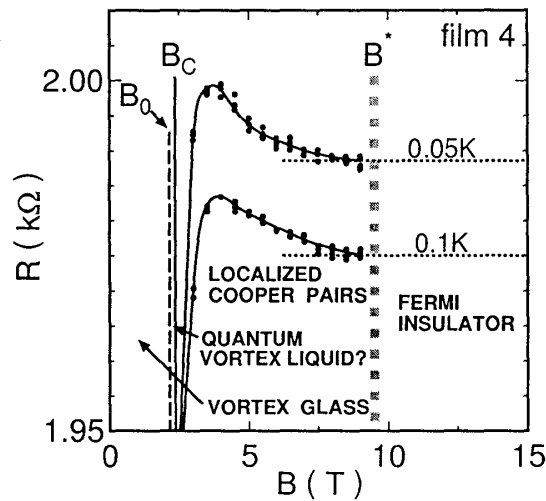


図 1.6: Okuma らによるアモルファス Mo<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> 薄膜の測定から得られた相図

## 1.2 本研究の目的

本研究では、アモルファス Mo<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> 薄膜で見出された異常な絶縁体領域が、クーパー対が局在し渦糸が超流動状態となるボーズグラス相であるかどうかを明らかにすることを主な目的

とした。また次元性の効果がそのような異常な領域の出現にどのような影響を及ぼすかということについても考察するため、2次元試料だけでなく3次元試料についても測定を行った。

2次元試料については次の問題を調べた。

(1) 磁場印加によるSI転移点に隣接した、局在したクーパー対が存在すると考えられる絶縁体領域で、磁束が役割を果たしているのかどうかを調べた。また電流電圧特性を測定し、この領域に特徴的な振る舞いが見られるかどうかを調べた。金属相の有無についても調べた。

(2) 乱れによるSI転移点に隣接した絶縁体領域においても、クーパー対が局在した異常な領域が存在するかどうかを調べた。

またボーズグラス相とは直接関係ないが、3次元の試料を用いた次のテーマにも取り組んだ。

(3) 交流インピーダンス測定の結果から、量子磁束液体相 (QVL) の存在が明らかになった3次元試料について、抵抗の温度依存性や電流電圧特性の測定を行い、金属的な量子液体相に固有の現象が輸送現象に現れるかどうかを調べた。

## 2 実験

### 2.1 試料

測定に用いた試料は膜厚 4nm と 100nm のアモルファス ( $a$ -)Mo<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> 薄膜である。膜厚 4nm の試料は以前の研究 [35, 36] で用いられたものを使用した。

$a$ -Mo<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> 薄膜は、超高真空装置内の向かい合った2基のエレクトロンビーム (EB) 銃を用い、二源蒸着法により作成された。試料のガラス基板は蒸着源である Mo (99.99%) と Si (99.999%) のるつぼの上方に配置した。Mo と Si の濃度は、ガラス基板の位置および Mo と Si の蒸着速度比によって変化させることができる。つまり1回の蒸着で、膜厚が同じで常温での面抵抗値の異なる試料を複数個作成できることが特徴である。使用したガラス基板はコーニング社製 (厚さ 0.3mm) で、メタノール中で超音波洗浄した後、試料台にセットした。真空槽および排気系は日本真空社製で、補助ポンプをロータリーポンプとターボ分子ポンプとし、メインポンプにはスパッターイオンポンプ、ゲッターポンプを用いた。この装置で得られた真空度は蒸着前  $\sim 10^{-10}$  Torr、蒸着中  $\sim 10^{-8}$  Torr であった。るつぼ間の距離は 16cm であり、試料台は上部フランジから吊り下げられ、るつぼから 32cm のところにある。膜厚は試料台の中心と同じ位置に固定された水晶振動子で測った。蒸着終了後は試料を取り出し、電極として Ag を 200nm 真空蒸着し、さらに試料の保護膜として SiO<sub>2</sub> を 50nm 蒸着した。そして計測の際に4端子測定を行えるように試料を削った。このようにして作成された試料は、透過電子顕微鏡 (TEM) 観察および電気抵抗測定から、一様に乱れた均一な膜であることが確かめられている [35]。

### 2.2 測定

クライオスタットはオックスフォード・インストルメンツ社製の希釈冷凍機を用いた。図 2.1 にその内部の模式図を示した。混合器 (Mixing Chamber) と熱接触のとれたコールドプレートに銅製のロッドを取り付け、その先にアピエゾン・グリスで試料を貼り付けている。コールドプレートの温度は校正された RuO<sub>2</sub> の抵抗値から換算し、ヒーターの PID 制御により温度コントロールした。磁場は超伝導マグネットにより、試料の膜面に垂直および平行に 11T まで印加す



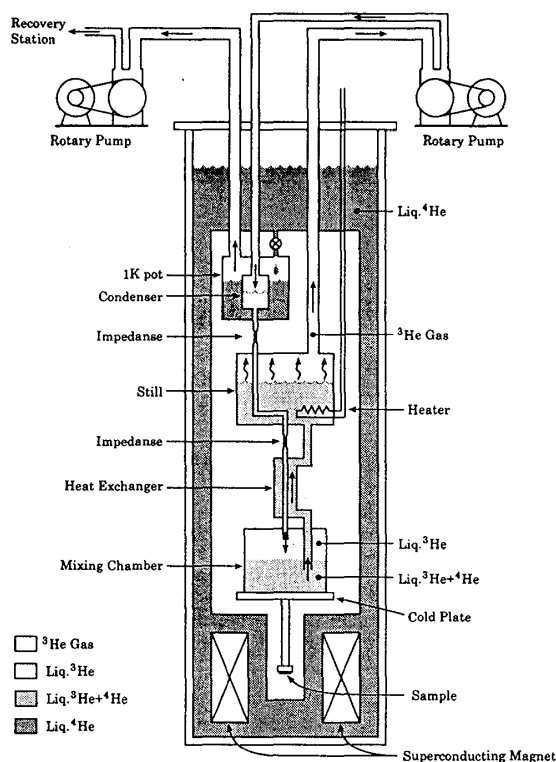


図 2.1: 希釈冷凍機の模式図

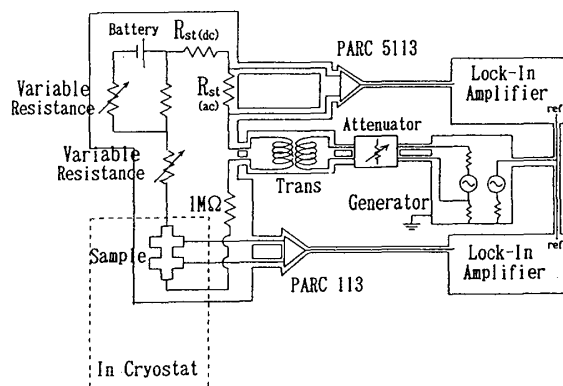


図 2.2: 微分抵抗測定に用いた回路

ることが可能である。平行磁場中における測定では、磁場の方向は試料に流す電流の向きと一致させた。これは、電流によって印加磁場による磁束が動き、電圧が発生するのを防ぐためである。また、マグネット電源による外来ノイズの影響を排除するため、測定中は永久電流モードにした。

電気抵抗、電流電圧特性の測定は直流およびロックインアンプを用いた交流の4端子法により行った。直流測定では、商用ラインからの電圧ノイズを抑えるために1.5Vまたは9Vのアルカリ電池を電流源として用いた。交流測定では、スペクトルアナライザで外来ノイズを確認しながら、低電圧～10nVまで測定した。プリアンプのプラグをコンセントに差し込んだままにすると、グラウンドからノイズを拾ってプリアンプがオーバーロードする場合があるので、測定時は電池駆動にするのが望ましい。ただし、プリアンプの電池は最大で(フルに充電した後でも)2時間程度しかもたないので注意が必要である。

最低温付近(～50mK)における測定では試料の発熱に注意し、電気抵抗の線形性を確かめながら測定電流を決定した。交流測定の際の周波数は3～37Hzの(整数倍が50Hzに重ならない)低周波で、周波数依存性がないことを確認した。また、低周波におけるフリッカーノイズおよび高周波におけるスパイクノイズが直流電圧に乘る可能性があることを考慮に入れ、直流の電流電圧測定だけでなく、ロックインアンプを用いた微分抵抗測定も行った。微分抵抗測定における交流電流(モジュレーション)は10nA程度で、測定周波数は19Hzである。微分抵抗測定に用いた回路は図2.2に示した。

ゼロ磁場における超伝導転移温度近傍での低抵抗領域では、わずかな残留磁場が試料の電気抵抗に大きく影響を及ぼす。このため、微小な相殺磁場を印加し[37]、試料の電気抵抗が最小

値をとる磁場をゼロ磁場とみなした [36]。

### 3 実験結果と考察

#### 3.1 試料について

試料名	film4	film4'	film8'	film11'	100nm
膜厚 (nm)	4	4	4	4	100
Mo 濃度 $x(\%)$	44.1	44.1	33.3	29.6	44.3
$R_n(\Omega)$	1793	1684*	3478	6960	46
$\rho_n(\mu\Omega m)$	7.17	6.74*	13.9	27.8	4.6
$T_{C0}(K)$	0.47	?	—	—	2.38
$B_C(T)$	2.35	2.09	—	—	5.7
$\xi(nm)$	30	?	—	—	19
$\gamma$	4.35	?	—	—	—

表 3.1: 測定した試料のパラメータ。\*印は 4.2K での値である。

本研究で用いたのは膜厚 4nm と膜厚 100nm の試料である。膜厚 4nm の試料は film1 から film11 までにわたる一連の乱れの強さの異なる膜である。過去の研究 [35] も含めて明らかにされたこれらの試料の特徴を以下にまとめる。

図 3.1(a) に film1-11 のゼロ磁場における電気抵抗の温度依存性を示した。film1-5 がゼロ磁場で超伝導となる試料、film6-11 が絶縁体となる試料である。超伝導性の強い試料ほど Mo の濃度  $x$  と超伝導転移温度  $T_C$  が高く、 $x$  の減少にともない高温における面抵抗値  $R_n$  は増大し、やがてある臨界抵抗  $R_C$  を境に  $T \rightarrow 0$  で絶縁体となる試料へ転移していく (乱れによる SI 転移)。

まずゼロ磁場で超伝導となる film1-5 の特徴について述べる。これらの film は  $T > T_{C0}$  において、2次元系で予想される熱ゆらぎによる電気伝導度の増加分

$$\Delta G(T) = \gamma \frac{e^2}{16\hbar} \frac{T_{C0}}{T - T_{C0}} \quad (3.1)$$

と同じ温度依存性をもち、確かに 2次元膜であることが確認された。ここで  $T_{C0}$  は平均場超伝導転移温度である。また、Halperin と Nelson によって展開された 2次元超伝導体における KT 転移の理論 [2, 3] の予想と一致して、転移温度近傍での電流電圧 ( $I$ - $V$ ) 特性のべき  $\alpha(T)(V \propto I^\alpha)$  が温度を下げていくと  $T = T_{KT}$  で 1 から 3 へとぶというユニバーサル・ジャンプ的な振る舞いをみせている。

ゼロ磁場で超伝導となる film1-5 は、磁場印加によってある臨界磁場  $B_C$  を境に  $T = 0$  において超伝導相 ( $R = 0$ ) から絶縁体相 ( $R = \infty$ ) へ転移する (磁場による SI 転移)。また極低温・高磁場 ( $B_C$  以上の磁場領域) においては図 3.1(b)、図 1.6(film4) に見られるような異常な負の磁気抵抗を示した。これは局在したクーペー対が存在する異常な絶縁体相があることを示している [31]。

一方、ゼロ磁場で絶縁体となる film6-11 については、ゼロ磁場中において伝導度の温度依存性に現れる減少分  $\Delta G(T)$  が、アンダーソン局在理論で予想される 2 次元電子系の弱局在領域における伝導度の減少を与える式 [9, 10]

$$\Delta G_l = \frac{pe^2}{2\pi^2\hbar} \log T \quad (3.2)$$

に従っている。ここで  $e$  は素電荷、 $\hbar$  はプランク定数、 $p$  は 1 のオーダーの定数である。

100nm の試料は、交流インピーダンス測定でボルテックスガラス転移が起こることが証明された試料である。また高磁場・極低温域においては、量子磁束液体相が存在していることを示すデータも得られている [38, 39, 40]。

表 3.1 にそれぞれの試料を特徴付ける主なパラメータを示す。ここで、 $R_n$  は超伝導転移温度以上の常伝導状態 ( $T \sim 10\text{K}$ ) における面抵抗値、 $B_C$  は低温で電気抵抗の温度依存性がなくなる臨界磁場、 $\xi$  は関係式  $\xi^2 \sim \phi_0/B_C$  より求めた超伝導コヒーレンス長、 $\gamma$  は式 (3.1) における係数である。

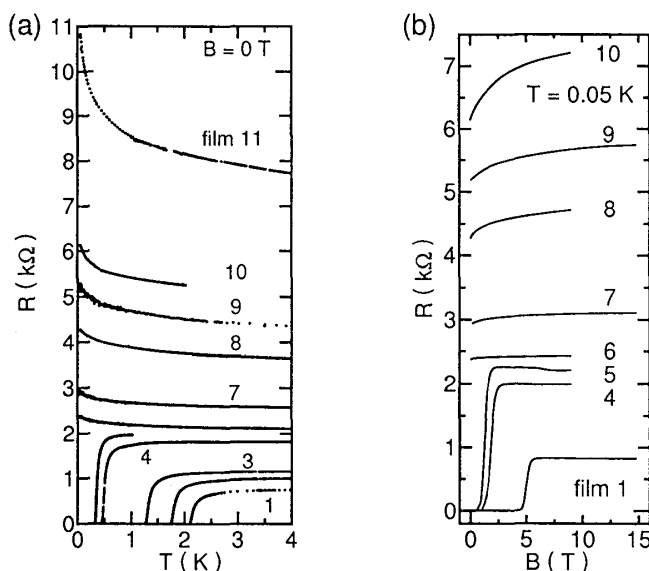


図 3.1: (a)  $B = 0$  における抵抗の温度依存性; (b)  $T = 0.05\text{K}$  における磁気抵抗

### 3.2 磁場による SI 転移と $B > B_C$ における異常な絶縁体相

ボーズグラス相の出現には 2 次元の強い量子ゆらぎが必要不可欠であることが予想されている。この節では、2 次元 SI 転移点直上 ( $B > B_C$ ) で見出された異常な絶縁体領域について、100nm の 3 次元膜の結果とも比較して議論する。

### 3.2.1 4nm の薄膜の垂直および平行磁場中における $R(T)$

図 3.2 は、様々な垂直磁場  $B$ ・平行磁場中  $B_{\parallel}$  における膜厚 4nm の film4 の電気抵抗の温度依存性である。図 3.2(b) に示すように平行磁場中でも垂直磁場中と同様に、 $T = 0$  の近傍では、 $B = 5.7\text{T}$  を境に磁場印加による SI 転移的な振る舞いが観測された。臨界磁場の値 ( $B_{\parallel C} = 5.7\text{T}$ ,  $B_C = 2.4\text{T}$ ) は大きく上昇したが、全体的な様子は垂直磁場  $B$  における結果とよく似ている。高磁場に注目すると、垂直磁場中では 9T の  $R(T)$  が低温でそれよりも低磁場 (4T) の  $R(T)$  と交わったが、平行磁場中ではそのような異常な振る舞いはみられなかった。これは後の節で述べるが、垂直磁場中では極低温で負の磁気抵抗が観測されたのに対し、平行磁場中では見られなかったことに対応している。

図 3.2 のデータは臨界磁場付近を拡大して示したもので、図 3.3 は全体を見せたものである。磁場中で超伝導転移する  $R(T)$  の曲線は、平行磁場中 (図 3.3(b)) の方が垂直磁場中 (図 3.3(a)) に比べてシャープに落ちている。これは、垂直磁場中における  $R(T)$  の転移曲線には、熱ゆらぎの効果によって生じる磁束の運動による寄与が含まれているのに対し、平行磁場中ではそのような磁束による影響がないためと考えられる。

図 3.4 には  $R(T)$  のアレニウスプロットを示した。垂直磁場中、平行磁場中のいずれにおいても、 $R(T)$  は高抵抗から緩やかに変化しながら熱活性型の温度依存性にしている。図 3.4 をさらに広い温度・抵抗の範囲で示したものが図 3.5 である。垂直磁場中では  $T < 0.1\text{K}$  で抵抗が活性化型からずれて上におれる振る舞いが観測された。平行磁場中においても垂直磁場中ほど顕著ではないが、同様の振る舞いが見られた。なぜこのような現象が現れるかは不明であるが、平行磁場中でも観測されたということは、少なくともこの現象の起源は磁束の運動のみによるものではないことを示している。Ephron らは  $\alpha\text{-MoGe}$  膜を用いた実験で、垂直磁場中の抵抗が  $T \rightarrow 0$  で温度によらずに一定値で残るデータを示し、このことから磁束の量子液体状態 (MQVT) を主張したが [18]、我々が得た結果は、(i) 垂直磁場中で  $T \rightarrow 0$  としたときに  $R \rightarrow 0$  に向かっている、という点で彼らの報告とは異なっている。さらに我々は (ii) 平行磁場中でも同様の結果を得た。このことから彼らが MQVT を主張するためには平行磁場中の実験も行う必要があると考えられる。

平行磁場中では磁束は存在しないと考えられるので、平行磁場中において見かけ上求めた活性化エネルギー  $U$  の物理的意味はよく分からない。図 3.5 における実線の傾きから  $U$  を求め  $\log B$  に対してプロットしてみると図 3.6 のようになった。平行磁場中における  $U(B)$  には  $\log B$  の依存性は見られず、垂直磁場中における結果とは明らかに異なることが分かる。このことは、2次元渦糸格子中の dislocation pairs を介した TAFF モデル [41]

$$U = U_0 \ln(B_0/B); \quad B_0 \approx B_{C2}, \quad U_0 = \Phi_0^2 d / 256 \pi^3 \lambda^2 \quad (3.3)$$

が磁束状態を記述していることを裏付けるような結果となっている。ここで  $B_{C2}$  は上部臨界磁場、 $\Phi_0$  は磁束量子、 $d$  は膜厚、 $\lambda$  は磁場侵入長である。

図 3.6 の  $B_0$  は活性化エネルギーが 0 になる磁場で、磁束固体の融解磁場と解釈されている。我々の film4 では  $B_0 = 2.16\text{T}$ 、 $B_C = 2.35\text{T}$ 、 $B_0/B_C \sim 0.9$  であり、両者は非常に近い値となった。Chervenak ら [17] は、Bi/Sb 膜を用いた様々な垂直磁場中での測定で、 $B_C = 0.78\text{-}1.9\text{T}$ 、 $B_0 = 0.51\text{-}1.66\text{T}$ 、 $B_0/B_C = 0.65\text{-}0.87$  という実験結果を示した。彼らはこの結果から、乱れの強い 2次元超伝導体では  $T = 0$  においても  $B = B_0$  で量子ゆらぎによる磁束の融解が起こり、 $B_0 < B < B_C$  では磁束が液体状態である領域、Quantum-Vortex-Liquid (QVL) 相が存在すると

主張している。彼らの解釈に従うと、我々の系でも QVL 相が存在する可能性を完全に否定することはできない。しかし、他のグループと比較して、

(1) ゼロ磁場の SI 転移近傍の乱れの強い試料 (film4) においても  $B_0$  が  $B_C$  に非常に近いこと、  
 (2)  $B_0/B_C$  の値が乱れの度合い ( $\rho_n = 3.2\text{--}7.6\mu\Omega\text{m}$ ) によらず、ほぼ一定値を取っていること (図 3.7)、

また、

(3)  $B_0 \approx B_C$  のとき、式 (3.3) によって  $B_0$  を外挿して決定する方法が果たして適切であるかどうか疑問が残ること、

などの点から我々の系では QVL 相は存在しないというのが現在の見解である [42]。

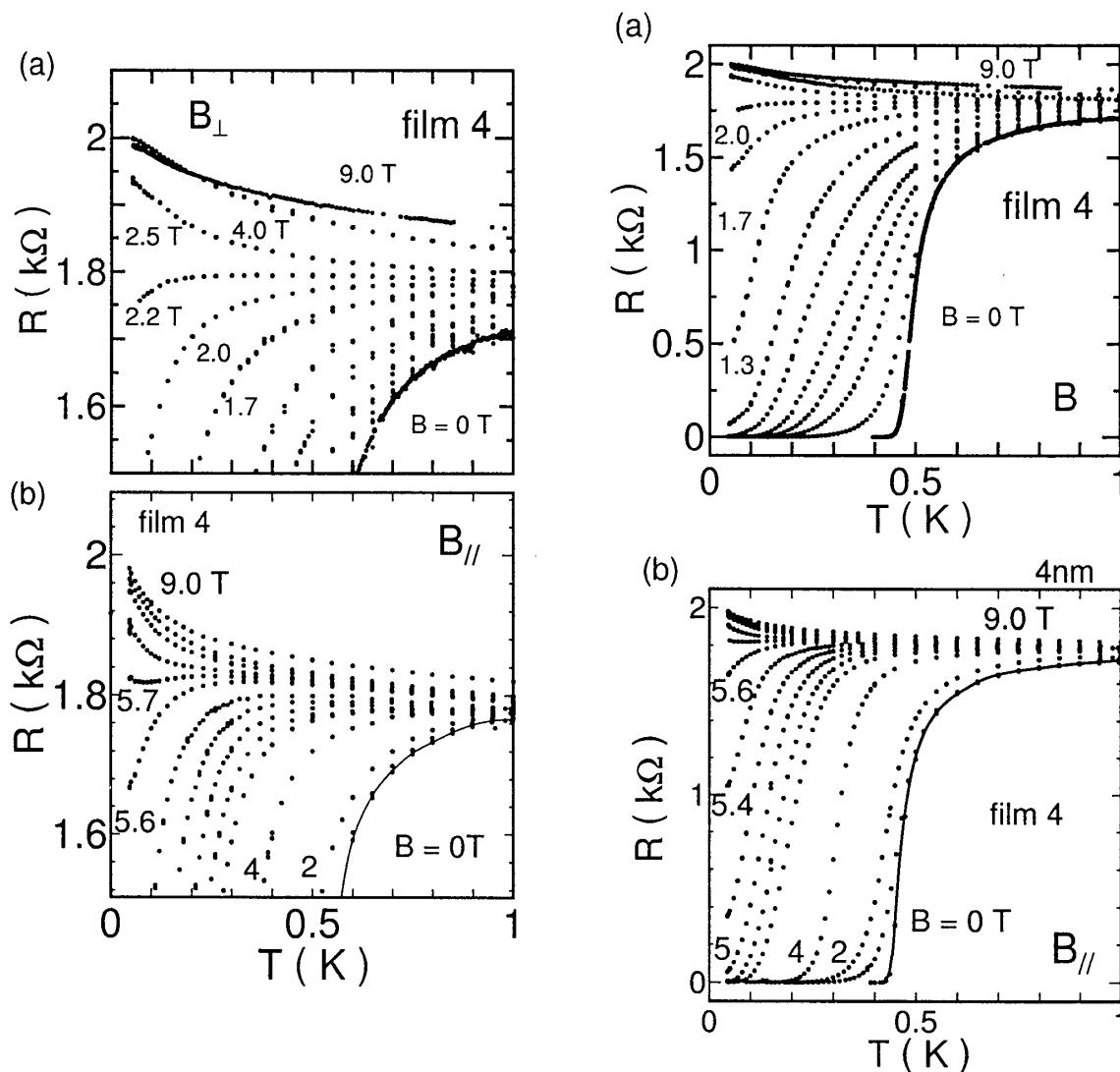


図 3.2: (a); 垂直磁場中における  $R(T)$ 。(b); 平行磁場中における  $R(T)$ 。

図 3.3: 図 3.2 を抵抗ゼロから表示したもの

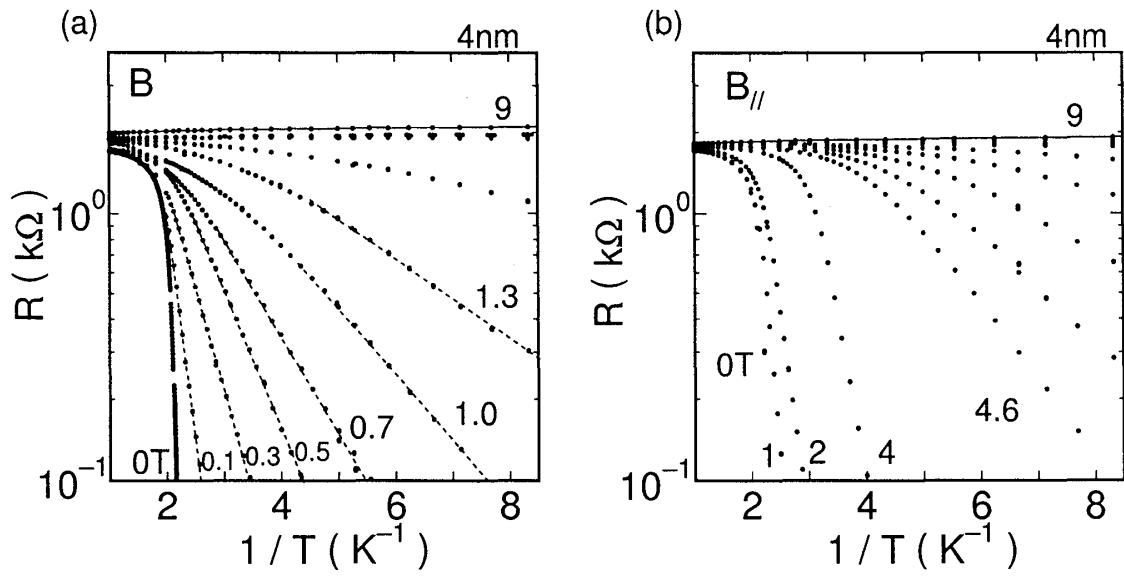


図 3.4: (a); 垂直磁場中におけるアレニウスプロット  $\log R - T^{-1}$ 。(b); 平行磁場中におけるアレニウスプロット  $\log R - T^{-1}$ 。

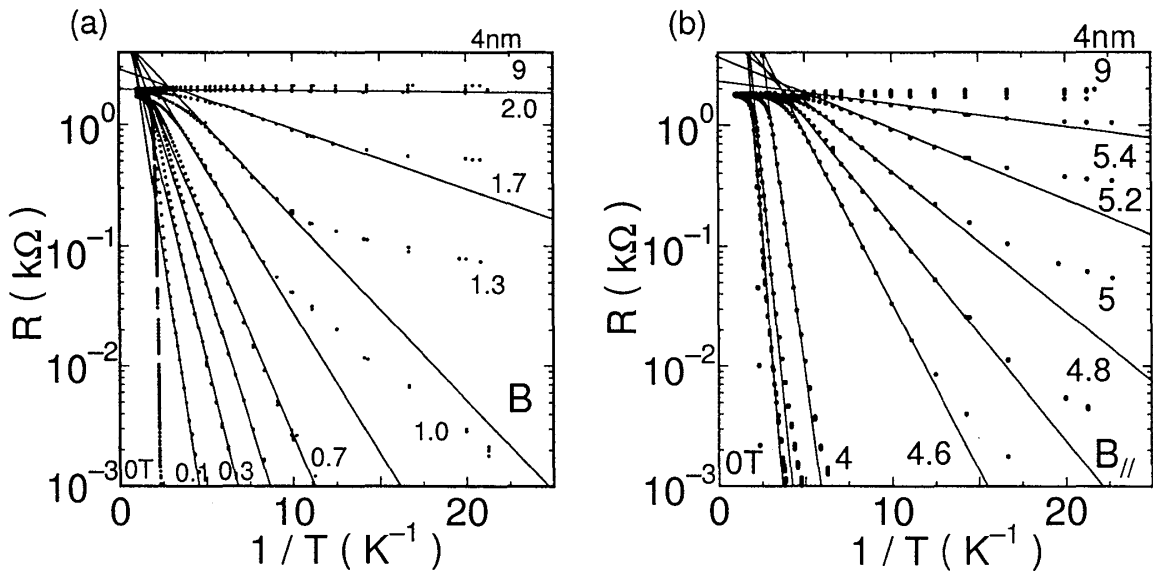


図 3.5: 図 3.4 を広い範囲で表示したもの

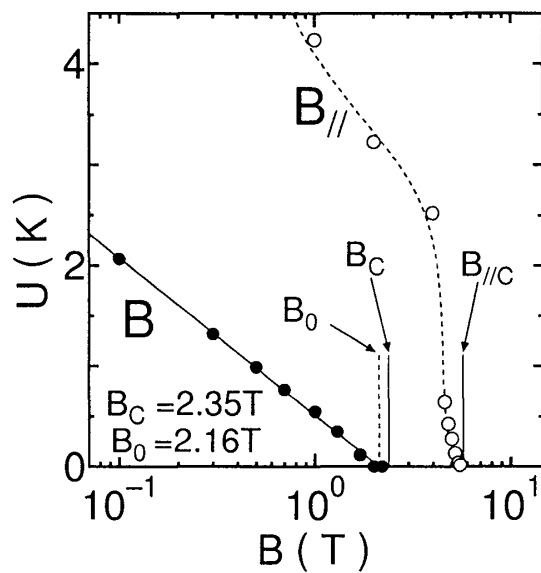


図 3.6: 垂直・平行磁場中における活性化エネルギー  $U$

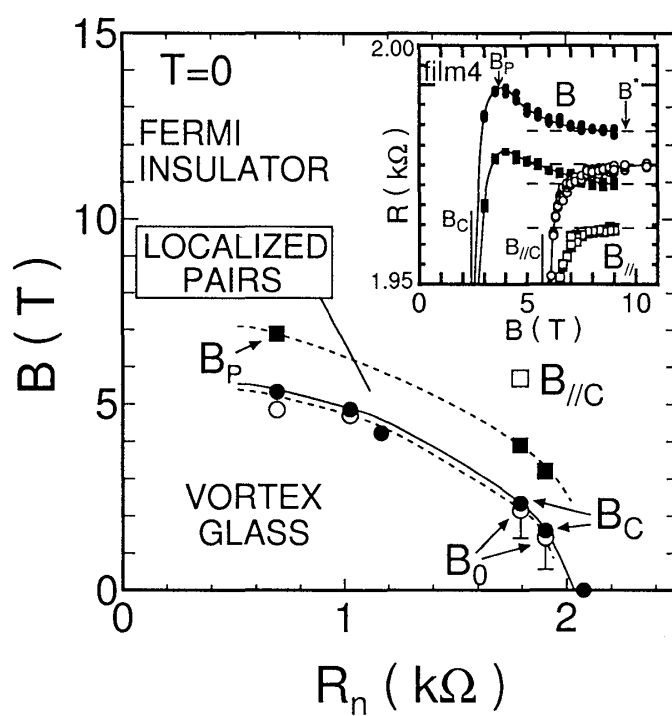


図 3.7:  $T = 0$  における  $B$ - $R_n$  相図;

$B_P$  は磁気抵抗が最大値をとる磁場、 $B^*$  は負の磁気抵抗が見られなくなる磁場の目安である。

### 3.2.2 4nm の薄膜における磁気抵抗の異方性

この節では、film4 における磁気抵抗の異方性を調べることににより、垂直磁場中において観測されている負の磁気抵抗の起源について考察する。

図 3.8 は film4 の垂直・平行磁場中における磁気抵抗を示している [43]。この図が示すように、それぞれの温度における磁気抵抗  $R(B)$  の曲線は、磁場の垂直・平行の向きによらず形は似ているが、磁気抵抗の立ち上がりの磁場の値が平行磁場中では垂直磁場中に比べかなり大きい。このことは図 3.2 の垂直磁場  $B$  および平行磁場中  $B_{\parallel}$  における電気抵抗の温度依存性からもわかる。垂直、平行磁場の臨界磁場は、低温で温度によらずに一定の抵抗値をとる磁場、すなわち異なる温度の  $R(B)$  が交わる点として決定できる。その値は、それぞれ  $B_C = 2.4\text{T}$ 、 $B_{\parallel C} = 5.7\text{T}$  となる。ところで Fisher によると垂直磁場中  $B_C < B < B_{C2}$  では、オーダーパラメータは有限な振幅をもち、強い 2 次元の位相ゆらぎが見られる。一方、平行磁場  $B_{\parallel C}$  は、オーダーパラメータの振幅のみに影響し、位相のゆらぎには影響を及ぼさない。したがって  $B_{\parallel C}$  は、完全にクーパー対が壊れる磁場であると考えられる。

図 3.8(a) の高抵抗領域を拡大したものが図 3.8(b) である。図 3.8(b) に示すように、垂直磁場中では  $B > B_C$ 、 $T < 0.1\text{K}$  において負の磁気抵抗が見られているのに対して、平行磁場中では測定した最高磁場  $B = 10.5\text{T}$  まで磁気抵抗は単調で正であった。このことから、負の磁気抵抗をもたらす起源は、垂直磁場の存在、すなわち磁束の運動であると考えられる。今回得られた結果は、ボーズグラス相では磁束が超流動になっているという、Fisher らが主張する描像と矛盾していない。

図 3.8(b) に示したように、十分高磁場 ( $> 9\text{T}$ ) では、垂直磁場中の抵抗値が平行磁場中の抵抗値よりも 0.5% 程度大きい。このような磁場範囲ではクーパー対はすべて壊れていて、系の電気抵抗はノーマルの電子のみによってもたらされていると考えられるので、観測されたこのわずかな抵抗値のずれは、ノーマル電子の磁気抵抗の異方性によるものであると考えられる。

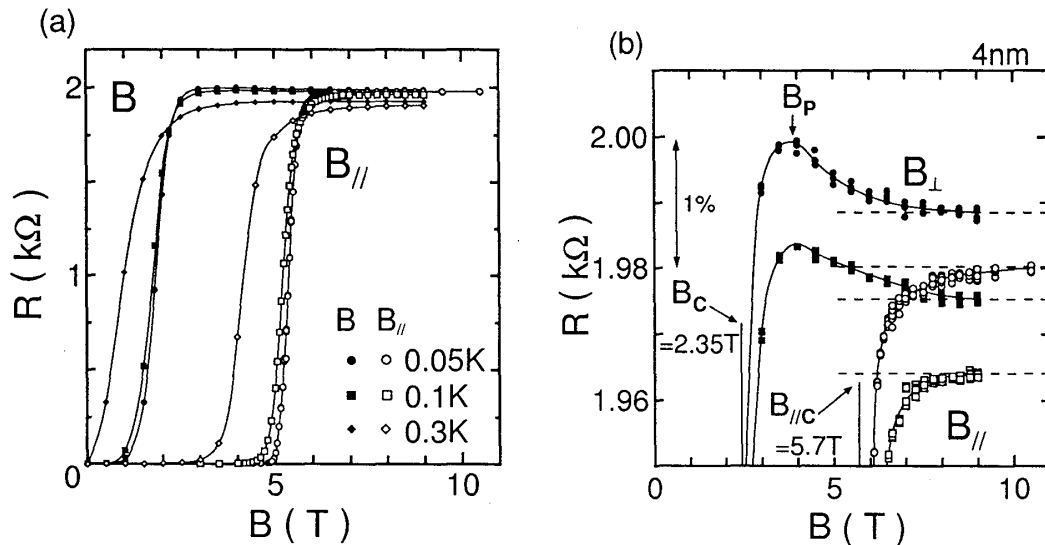


図 3.8: film4 の垂直・平行磁場中における磁気抵抗



### 3.2.3 100nm の膜の垂直・平行磁場中における $R(T)$

図 3.9 は、膜厚 100nm の試料の様々な垂直・平行磁場中における電気抵抗の温度依存性  $R(T)$  である。 $T > 0.1\text{K}$  の温度における転移曲線の形は垂直磁場と平行磁場でよく似ているが、同じ大きさの磁場では平行に印加したものの方が転移曲線は温度が高いほうに分布している。垂直磁場中では 5.3T 以下の磁場における抵抗の温度依存性は有限温度でゼロに向かっているが、5.31T 以上では抵抗が残る振る舞いが観測された。したがって、 $B_0 = 5.3\text{T}$  を超伝導-常伝導 (S-M) 転移の転移温度であるとする。また、平行磁場中においても  $T < 0.1\text{K}$  でわずかに抵抗が残るような異常な振る舞いが観測されたが、垂直磁場中に比べると目立たない (例えば  $B = 5.32\text{T}$  と  $B_{\parallel} = 5.54\text{T}$  のデータを比べよ)。このことは、垂直磁場中で抵抗が残っている領域は、主に磁束の運動によってもたらされているという描像を支持する。

また平行磁場中における  $R(T)$  の転移は垂直磁場中に比べてシャープに落ちていることが分かる。このことは、垂直磁場中の転移曲線は主に渦糸の液体相におけるフラックス・フロー抵抗によって支配されている (すなわち、超伝導オーダーパラメータの位相のゆらぎが大きい) のに対し、平行磁場中では位相のゆらぎを伴わず超伝導転移をしている可能性を示している。

図 3.10 には film4 と 100nm 膜の抵抗の対数をとったものを  $T^{-1}$  に対してプロットしたものを示した。図 3.10(a) は film4 の結果で、それぞれの磁場中において広い温度範囲で熱活性型の抵抗の温度依存性を示している。一方、厚い膜では (図 3.10(b)) アレニウス型には乗らず、明らかに熱活性型からずれている様子が分かる。また、 $T^{-1}$  プロットで  $R(T)$  の転移カーブが上に凸であることから、有限温度で  $R \rightarrow 0$  となっていることがわかる。これらの結果は、film4 が絶対零度のみでしかボルテックスグラス転移が見られない 2 次元膜であるのに対し、100nm 膜は有限温度でボルテックスグラス転移が起こる 3 次元膜であることを意味している。

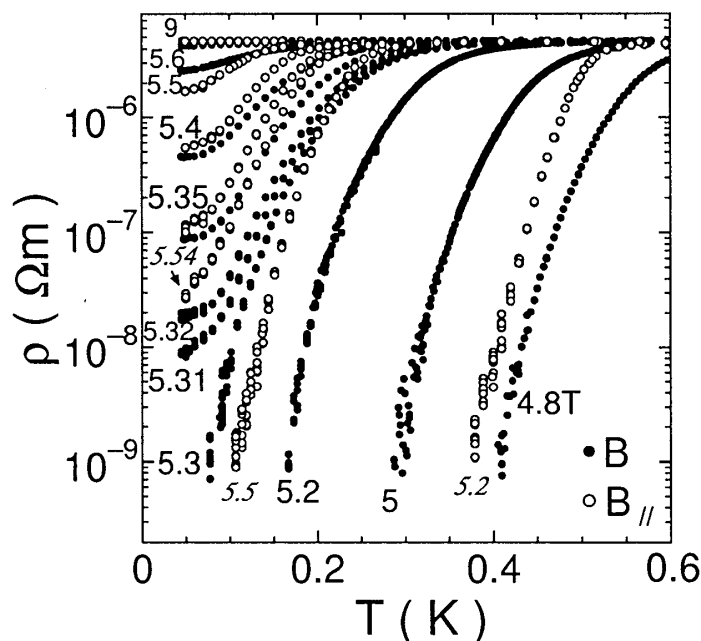


図 3.9: 100nm 膜の垂直・平行磁場中における抵抗の温度依存性。図中で斜体となっている数字は平行磁場の値である。

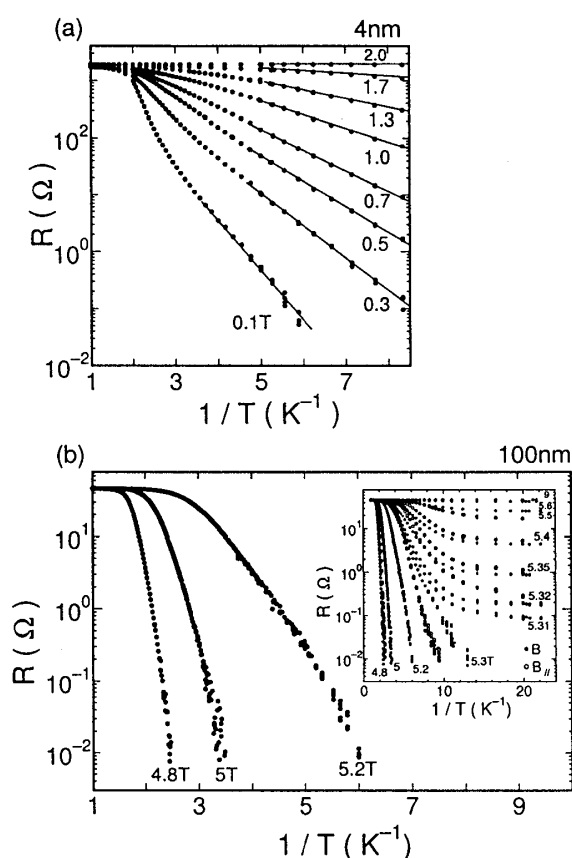


図 3.10: film4 と 100nm 膜のアレニウスプロット;(b) の挿入図中の磁場は図 3.9 と同じである。

### 3.2.4 100nm 膜の磁気抵抗の異方性

図 3.11 は膜厚 100nm の試料の垂直磁場  $B$  中 (●、■、▲)、および平行磁場  $B_{\parallel}$  中 (○、□、△) における磁気抵抗測定の結果である。図 3.11 下図に示したように、膜厚 100nm の試料ではそれぞれの温度における垂直・平行磁場中の磁気抵抗の立ち上がりの磁場は非常に近い値を示し、薄い膜に比べて (図 3.8 参照) 磁気抵抗の異方性が減少していることが分かる。また、低温のデータほど垂直・平行磁場中の磁気抵抗が急激に立ち上がる磁場が接近しているが、この傾向は薄い膜では見られなかった。なぜこのような違いが生じるのかについては、まだ分かっていないが、超伝導が壊れる磁場において film4 は金属状態でないのに対し、100nm 膜は  $T \rightarrow 0$  の低温で金属的になっていることが関係しているのかもしれない。

図 3.11 下図の高抵抗領域を拡大したものが図 3.11 上図である。そこに示すように、膜厚 100nm の試料では測定した温度 ( $\sim 43\text{mK}$ )・磁場 ( $\sim 9\text{T}$ ) 範囲において、観測された磁気抵抗は磁場の垂直・平行の向きによらずすべて単調で正であった。したがって、3 次元的な系では負の磁気抵抗を示す異常な絶縁体領域は存在しない。また、高磁場 ( $\sim 9\text{T}$ ) において垂直磁場中の抵抗値は平行磁場中の値の約 0.1% 大きい程度で、約 0.5% の違いが観測された薄い膜の結果とは異なる。これも、系の次元性が 3 次元的になったことにより、ノーマルの電子系の磁気抵

抗の異方性が減少したことによるものと考えられる。

ここまで述べてきたことをまとめると、異常な絶縁体相の出現には、(i)2次元性、(ii)垂直磁場（おそらく垂直磁場によってもたらされる磁束）の存在、が必要であることがわかった。以上の事実より、この異常な絶縁体相がボーズグラス相である可能性を指摘してきたが、今後はこの領域における磁束の運動を直接的に測定することを目指す。

ところで、最近 V.F.Gantmakher らが  $\alpha$ -InO<sub>x</sub> 膜（膜厚 20nm）を用いて同様な磁気抵抗の異方性を測った結果、ゼロ磁場で超伝導となる試料は、磁場の垂直・平行に関わらず低温・高磁場において負の磁気抵抗を示すことがわかった [44]。彼らは、クーパー対の局在の効果と、磁場の強度のみに依存するクーパー対の破壊によって負の磁気抵抗が生じていると解釈している。この描像では負の磁気抵抗は磁束の存在によらない現象となる。我々の系では、薄い膜の平行磁場中および厚い膜の垂直・平行磁場中において負の磁気抵抗が観測されなかったため、彼らの実験結果とは異なる。したがって、彼らの解釈を当てはめることもできない。また、彼らは乱れによる SI 転移の絶縁体側の試料でも負の磁気抵抗を観測している [45] のに対し、我々の絶縁体試料では正の磁気抵抗しか見られていない。これらの実験結果の違いは、彼らの系が実際にはグラニューラーになっていて、我々の系がより一様なアモルファス膜になっているという構造の違いによって説明できるかもしれない。

図 3.12 に膜厚 4nm の film4 と 100nm 膜について、今まで述べた内容をまとめた  $T = 0$  における 2 次元・3 次元の磁場印加による S(M)I 転移の相図を示した [46]。

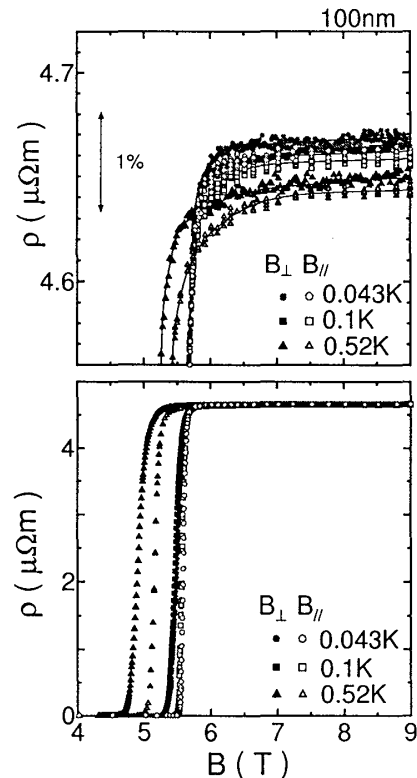


図 3.11: 膜厚 100nm の試料の様々な温度における垂直磁場中 (●、■、▲) および平行磁場中 (○、□、△) における磁気抵抗

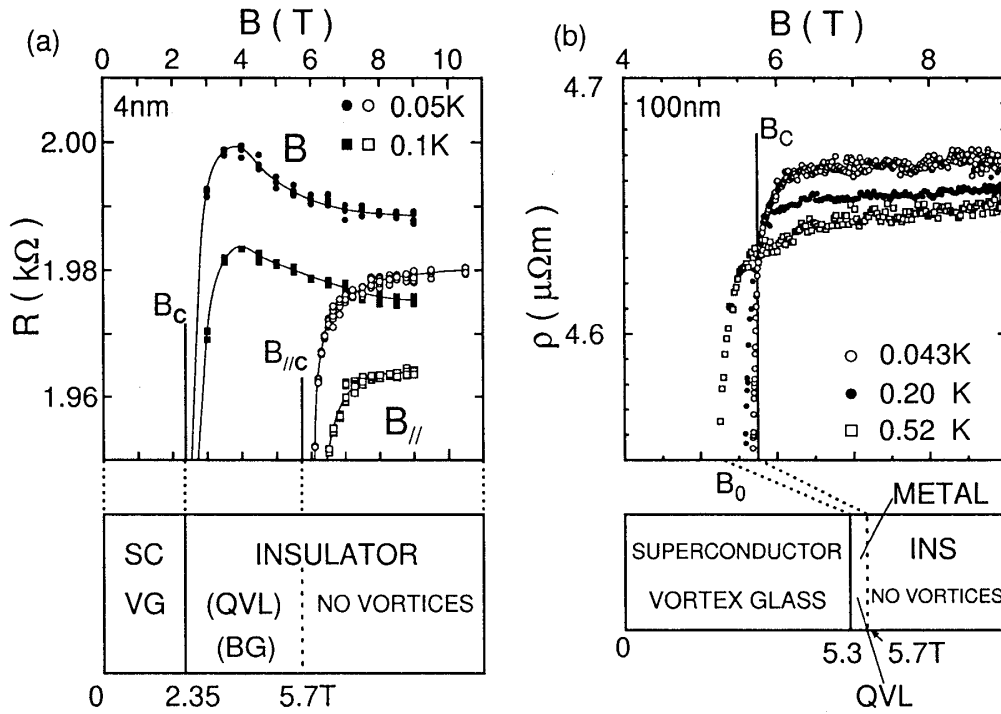


図 3.12:  $T = 0$  における (a)2 次元・(b)3 次元の磁場印加による S(M)I 転移の相図

### 3.2.5 異常な絶縁体相における電流-電圧特性

この節では異常な負の磁気抵抗が観測された 2 次元試料 film4' と 100nm の膜の電流-電圧特性を比較する。

film4' はこれまで述べてきた film4 と同一の試料であるが、経時変化により若干  $R_n$  や臨界磁場などの値が変わったため新しい名前を付けた。この試料の主なパラメータは、 $R_n(4.2K) = 1684\Omega$ 、 $B_C = 2.09T$ 、 $R_C = 1748\Omega$  である (図 3.13)。(ちなみに film4 では、 $R_n(10K) = 1793\Omega$ 、 $B_C = 2.35T$ 、 $R_C = 1840\Omega$  であった。)

図 3.14(a) はロックインアンプを用いた低周波 ( $f = 19Hz$ ) の交流 4 端子測定 ( $I \sim 3 \times 10^{-8}A$ ) によって得られた磁気抵抗を示したものである。図 3.14(b) は (a) の高抵抗部分の拡大図であるが、 $B = 3.5T$  付近でピークをもち、その後はなだらかに減少していく負の磁気抵抗が見られている。

図 3.15 にこの試料の直流の電流-電圧 ( $I$ - $V$ ) 特性と微分抵抗測定の結果を示した。データを見やすくするために、 $I$ - $V$  曲線を  $V = RI$  で変換した  $R$ - $I$  曲線を表示した。ただし、このようにして決めた  $R$  は線形抵抗の場合を除き、本来の意味での抵抗ではないので注意が必要である。この左右 2 つの測定データを見ると、低磁場のデータ、特に  $1.5T$  は大幅に値が違う。 $I \sim 1 \times 10^{-8}A$  付近は線形抵抗を示しているの、本来は値が等しくなるべきである。またデータの見た目も Lock-in アンプを用いた微分抵抗測定の方がきれいである。なぜこのように 2 つの測定結果が異なるのかははっきりとはわからないが、極低温域で低周波におけるフリッカーノイズが直流電圧に乗っていた可能性があり、それが直流測定に悪影響 (本来の電圧に上乗せされた) を及ぼし

ていたのかもしれない。この極低温域において、これまでとった抵抗測定データの全ては全てロックインアンプを用いた交流測定を行っているので問題はない。

さて、この図に示したいずれの測定においても、2T以下の低磁場の  $R$ - $I$  曲線は電流を増加させていくと、線形抵抗から始まって徐々に抵抗値が増加し、高電流の極限ではある一定値に収束するように見える。このような  $R$ - $I$ 、 $dV/dI$  の振る舞いの起源は、第一の可能性として電流によるクーパー対の破壊に求めることができる。特に注目されるのは、図 3.16 および図 3.19 で見られるように  $I \sim 6 \times 10^{-7} \text{A}$  を境に、低電流側では負の磁気抵抗を反映して磁場に対する  $R$  または  $dV/dI$  の減少が見えるのに対し、高電流側では、4 から 9T の磁場中における  $R$  または  $dV/dI$  の大きさが、磁場の順に並ぶようになることである。これは電流によってクーパー対、すなわちボーズグラス相が壊されたことによると考えられる。この問題についてはすぐ後に詳しく議論する。

しかし、ここでもう一つの可能性として、発熱の影響も考えなければならない。例えば図 3.17 は以前の film4 ( $B_C$  は 2.35T と若干上昇していることに注意) の抵抗の温度依存性を示したものであるが、この振る舞いと今回得られた  $R$ - $I$  曲線とでは、 $B_C$  を境に曲線の勾配が変わるという点と抵抗値の変化の大きさが似ている。現在では臨界磁場が 0.2-0.3T 程度減少してしまったため、この図に出ている磁場をそのまま当てはめることはできないが、仮に 1.7T と図 3.15 の  $dV/dI$  の 1.5T が同じ磁場であるとして比較してみる。図 3.17 の 1.7T は  $T \sim 0.05\text{K}$  で  $R \sim 0.5\text{k}\Omega$ 、 $T \sim 0.3\text{K}$  で  $R \sim 1.5\text{k}\Omega$  となっている。一方、図 3.15 の  $dV/dI$  では、 $I \sim 3 \times 10^{-8} \text{A}$  で  $R \sim 0.3\text{k}\Omega$ 、 $I \sim 3 \times 10^{-7} \text{A}$  で  $R \sim 1.5\text{k}\Omega$  となる。もし  $R$ - $I$  や  $dV/dI$  のデータをほとんど発熱で説明してしまうとすると、希釈冷凍機本体の温度計が  $T = 0.05\text{K}$  を示していても、試料の温度は  $I \sim 3 \times 10^{-7} \text{A}$  のとき 0.3K にまで上昇していることになる。このときの  $I$  から見積もった試料の発熱量は 0.1nW 程度である。経験的には、この程度の発熱でこれほど温度差がつくとは考えにくい。したがって第一の可能性を否定し、全てを発熱のせいにするには疑問がある。ただし、測定した最高電流 ( $I \sim 1 \times 10^{-5} \text{A}$ ) では 100nW となり、これは決して無視することのできない量になる。ところで、SI 転移の臨界磁場以上の磁場で見られる非線形な  $I$ - $V$  は電子系の加熱現象で説明できるという実験結果が報告されている [47]。したがって、電子系の発熱の効果を定量的に見積もり、クーパー対の破壊による効果と区別する解析を行うことが今後の課題である。超伝導にはならないが、温度変化の大きい抵抗体を用いた比較実験が有効だろう。

ここで話を元に戻す。一方、2.2T 以上の磁場についても、低電流では線形抵抗を示すが、高電流側では抵抗は電流の減少関数となった。 $R$ - $I$ 、 $dV/dI$  曲線の振る舞いが変わる  $B \sim 2.1\text{T}$  付近を拡大したのが図 3.16 であるが、この曲線群の口が開いた部分に臨界磁場  $B_C = 2.09\text{T}$  が挟まっていることに気が付く。

同様の振る舞いは以前の研究 [35] で測定された film1 でも見られている。film1 は film4 と同様に負の磁気抵抗を示す膜厚 4nm の超伝導薄膜である。図 3.18 上図は微分抵抗測定データであり、また横軸は電圧  $V$  となっているが、大体の様子は直流  $R$ - $I$  測定と変わらない。film1 の当時の臨界磁場は  $B = 5.46\text{T}$  で ([36] では  $B = 5.33\text{T}$  となっていることに注意)、これも曲線群が口を開いたちょうど中心付近の磁場となっている。測定した磁場は 6T が最高となっているが、これは磁気抵抗のピークの手前の磁場であり、負の磁気抵抗が見られる異常な絶縁体領域までは達していない。ちなみに図 3.18 下図は今回測定した film4' の微分抵抗測定である。

図 3.19 は film4' の  $R$ - $I$  の高磁場側のデータがよく見えるようにさらに拡大したものであるが、9T、6T、4T の  $R$ - $I$  に注目すると、高電流側では 4T、6T、9T の順に抵抗値が大きくなって

いることがわかる。(正の磁気抵抗)。また、この3つの磁場に関しては、逆に値が低くなるほど高電流側で  $R$ - $I$  の傾きの絶対値が大きくなっていることがわかる。低電流側 ( $< 1 \times 10^{-7} \text{A}$ ) では測定感度が落ちるため、 $R$ - $I$  曲線を追うのが困難になるが(図 3.20)、これらの  $R$ - $I$  はある電流値  $I \sim 6.3 \times 10^{-7} \text{A}$  で交わり、低電流側では高電流側とは逆に 4T のときがもっとも抵抗値が大きくなる(負の磁気抵抗)。これらの磁場は図 3.14 で、負の磁気抵抗を示している領域である。磁場 3T は磁気抵抗のピークの磁場よりも少し低い磁場で、この磁場の  $R$ - $I$  も  $I \sim 1 \times 10^{-7} \text{A}$  程度の低電流では交わっているように見えなくもないが、上の3本の  $R$ - $I$  と比べるとあまり明らかではない。

さて、 $R$ - $I$  曲線が交わる振る舞いが、負の磁気抵抗が見られた試料でのみ起こるのかどうかを確かめるために、磁気抵抗が常に正であった 100nm の試料についても同様の測定を行った。図 3.21 に 100nm の試料の  $R$ - $I$  と  $dV/dI$  を示した。film4' のときと同様にやはり低抵抗での2つの測定の値の違いが目立つ。またいずれの磁場でも測定感度内では低電流で線形抵抗を示した。図 3.22 は 100nm 膜の 50mK における直流  $R$ - $I$  測定の図を拡大し、見やすくするために補助線を引いたものである。やはり低電流 ( $< 1 \times 10^{-6} \text{A}$ ) ではデータのばらつきが大きい(図 3.23)。film4' のときよりも測定限界の電流が上がっているのは、抵抗値すなわち試料からの電圧が film4' と比べて一桁以上小さいためである(図 3.24(b))。図 3.22 の  $I > 3 \times 10^{-6} \text{A}$  では film4' の 4-9T における  $R$ - $I$  のように低磁場ほど傾きの絶対値が大きくなる振る舞いは見られない。すなわち、負の磁気抵抗が見られた film4' と磁気抵抗が常に正であった 100nm 膜とでは本質的に  $I$ - $V$  特性が異なっているということが言える。

そもそもこのような測定を行った目的は、磁場印加による SI 転移点直上の異常な絶縁体領域がボーズグラス相であるかどうかを決定する、何らかの実験的証拠を得ることにあった。A. Krämer と S. Doniach は 2 次元超伝導体の量子磁束液体相について、磁束が超流動状態になる絶縁体相で、

$$V \sim I^{T/T'_0}; \quad T'_0 = 2\pi\hbar^2 B/m\Phi_0 \quad (3.4)$$

(ここで  $m$  は渦糸の質量) で示されるような非線形な  $I$ - $V$  特性が見られることをシミュレーションで示した [48]。我々が得た film4' の実験結果と対応させるために、式 (3.4) を  $R$ - $I$  の形に変換すると、

$$\log R = \left( \frac{T}{T'_0} - 1 \right) \log I + \text{const} \quad (3.5)$$

となる。この式から、一定温度で磁場を増加させたとき  $R$ - $I$  の傾きが減少(傾きの絶対値は増加)することがわかる。我々の 4T、6T、9T の  $R$ - $I$  は Fisher のいうボーズグラス相に相当する領域を含んでいると思われるが、これらの  $R$ - $I$  の傾きは磁場が大きくなるほど大きくなった(傾きの絶対値は小さくなった)。したがって我々の結果は Doniach らのいう量子磁束液体相を観測したものになっていないことになる。しかし、彼らのシミュレーションではピンギのない無限系を想定しており、そのようなモデルが我々の系に合っていなかったということを示したのに過ぎないかもしれない。今回得られた結果は、 $I$ - $V$  が交わるという異常を示しているが、現段階ではこのことが QVL 相(ボーズグラス相)の存在に結びつくかどうか結論を出すことはできなかった。先ほども述べたようにクーペー対の破壊による効果を取り出す解析を行うこと、そしてこの領域でより直接的に磁束の運動をとらえるような測定を行うことが今後の課題である。

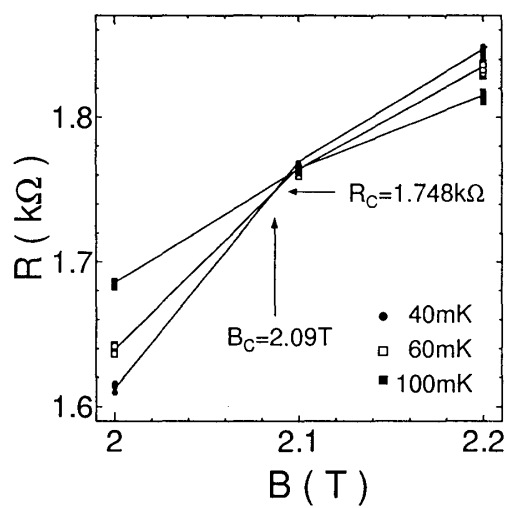


図 3.13: 臨界磁場の決定

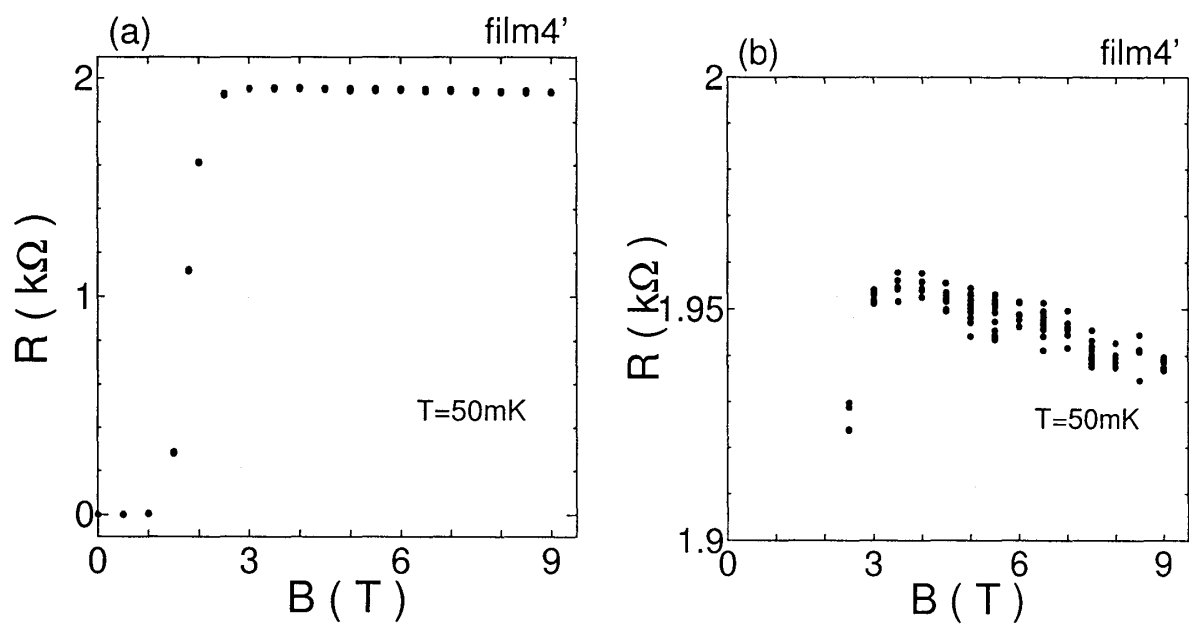


図 3.14: film4' の 50mK における磁気抵抗; 交流 4 端子法 ( $\sim 19 \text{ Hz}$ ) で  $I \sim 3 \times 10^{-8} \text{ A}$  を流して測定した。

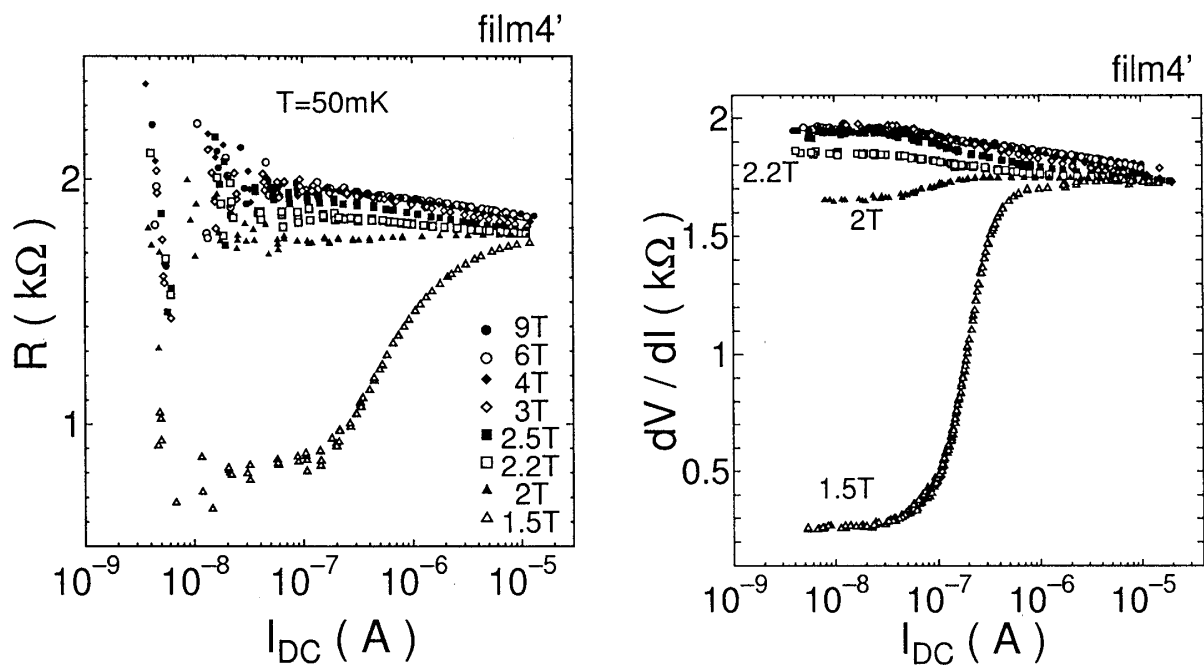


図 3.15: film4' の電流-電圧特性と微分抵抗測定の結果。

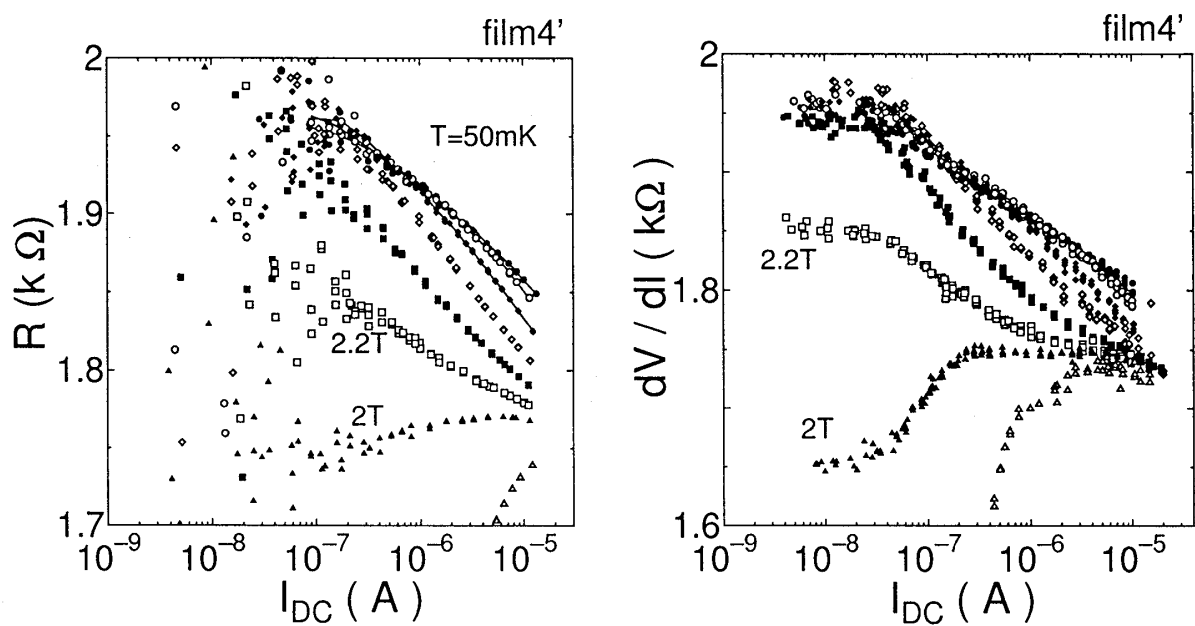


図 3.16: 図 3.15 の拡大図。磁場のシンボルは図 3.15 と同じである。



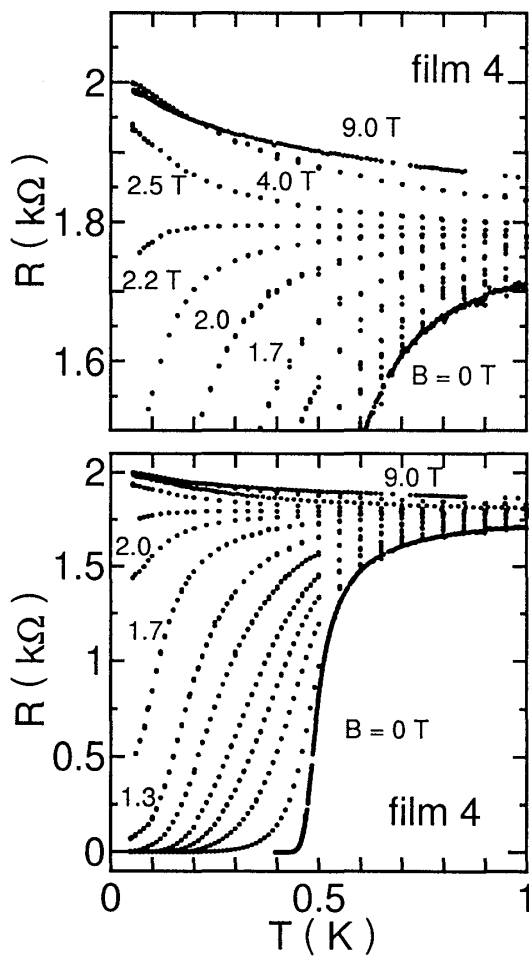


図 3.17: film4 の様々な磁場中における抵抗の温度依存性。上図は臨界磁場近傍を拡大したもの。

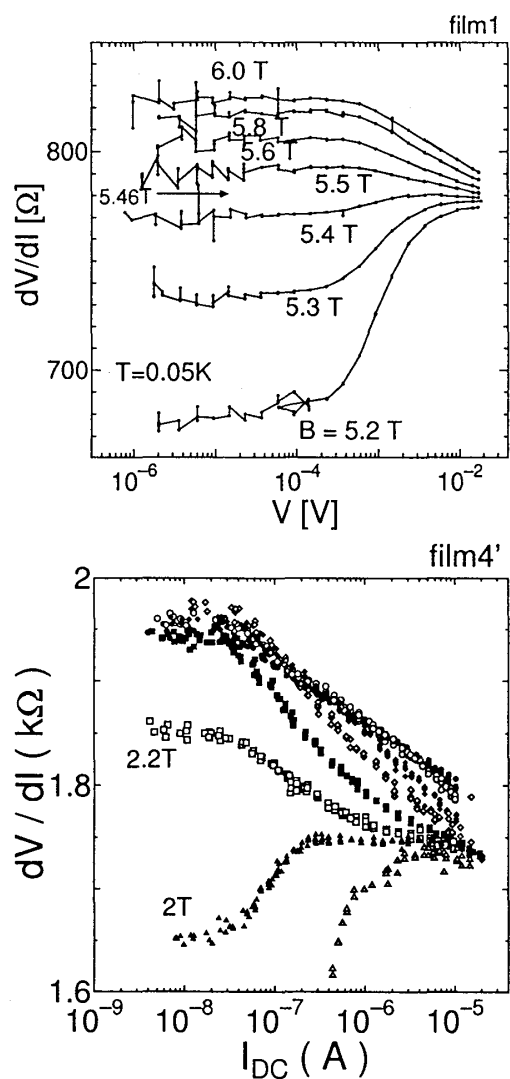


図 3.18: film1 と film4' の微分抵抗測定

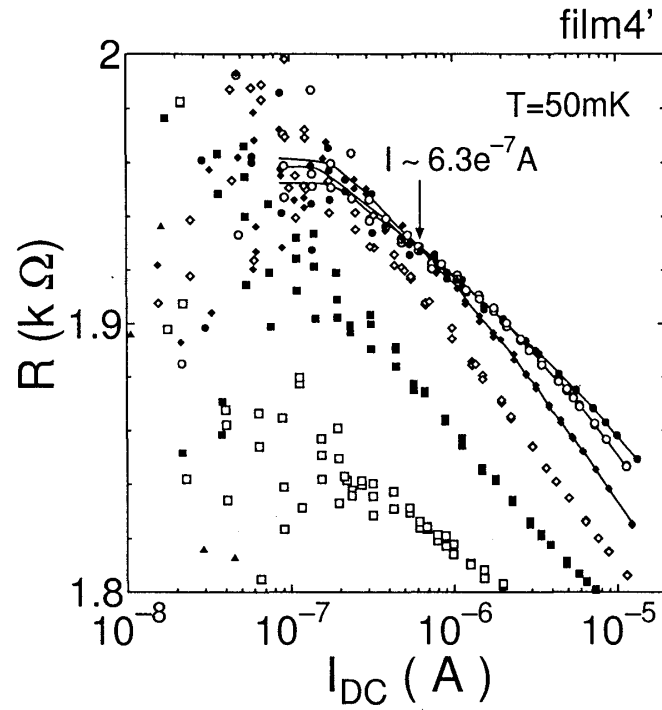


図 3.19: film4 の様々な磁場中における  $R-I$  を拡大したもの。● 9T、○ 6T、◆ 4T、◇ 3T、■ 2.5T、□ 2.2T、▲ 2T、△ 1.5T である。

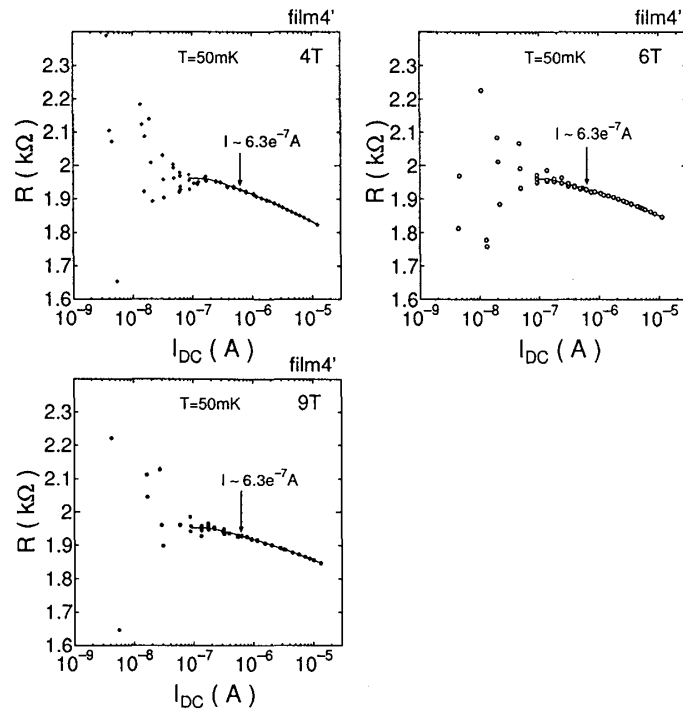


図 3.20: 4T、6T、9T の  $R-I$  曲線

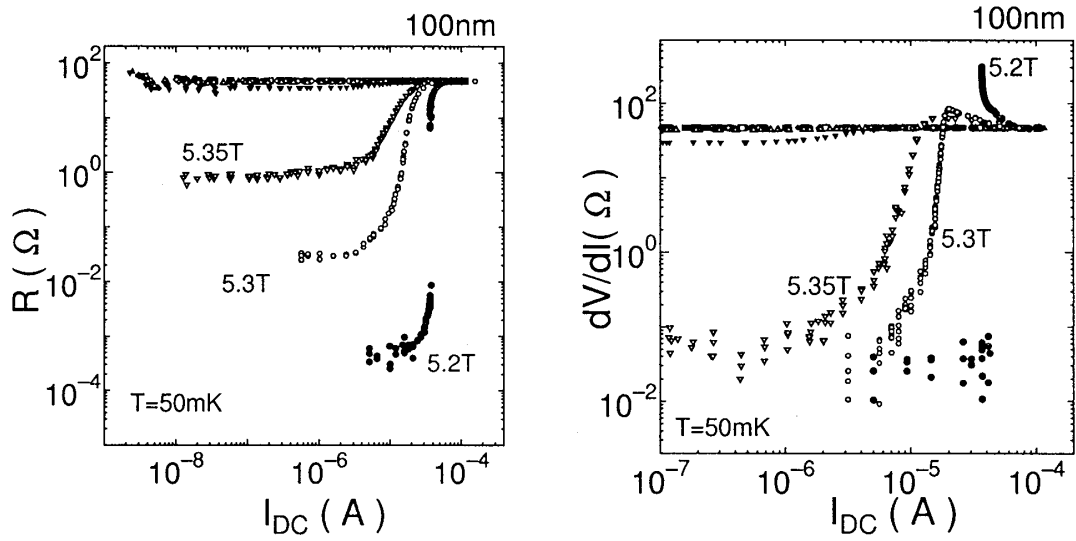


図 3.21: 100nm 膜の 50mK における直流  $R$ - $I$  測定と微分抵抗測定。● 9T、○ 8T、■ 7T、□ 6.5T、◆ 6T、◇ 5.8T、▲ 5.7T、△ 5.6T、▼ 5.5T、▽ 5.35T である。

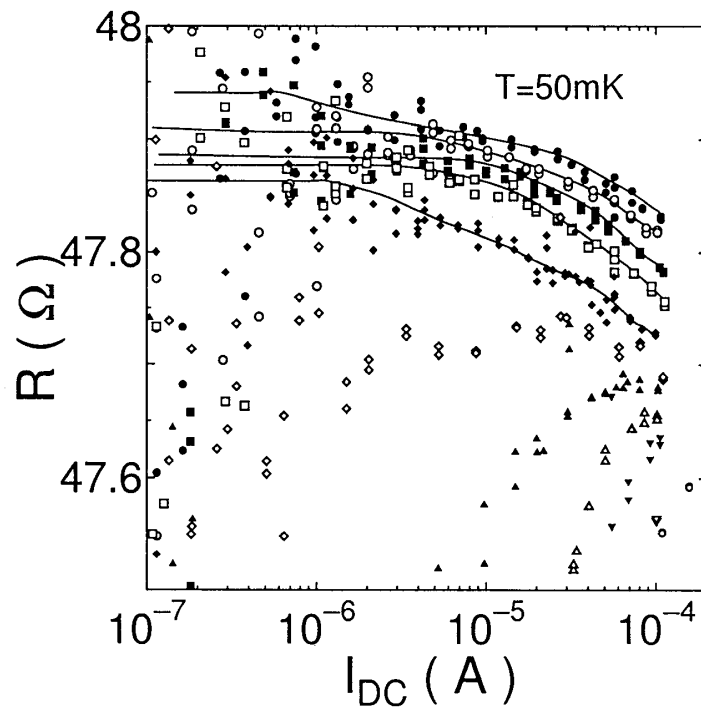


図 3.22: 100nm 膜の 50mK における直流  $R$ - $I$  測定を拡大したもの。● 9T、○ 8T、■ 7T、□ 6.5T、◆ 6T、◇ 5.8T、▲ 5.7T、△ 5.6T、▼ 5.5T、▽ 5.35T である。

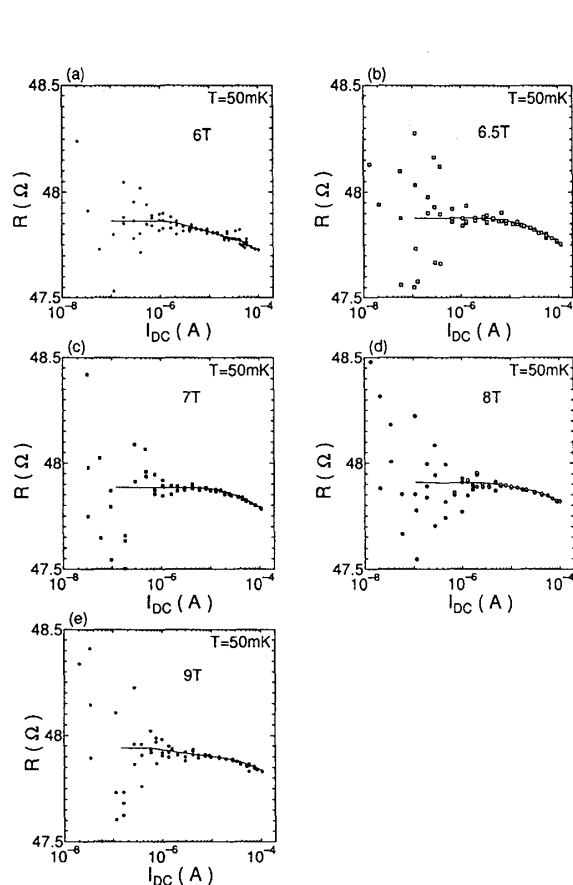
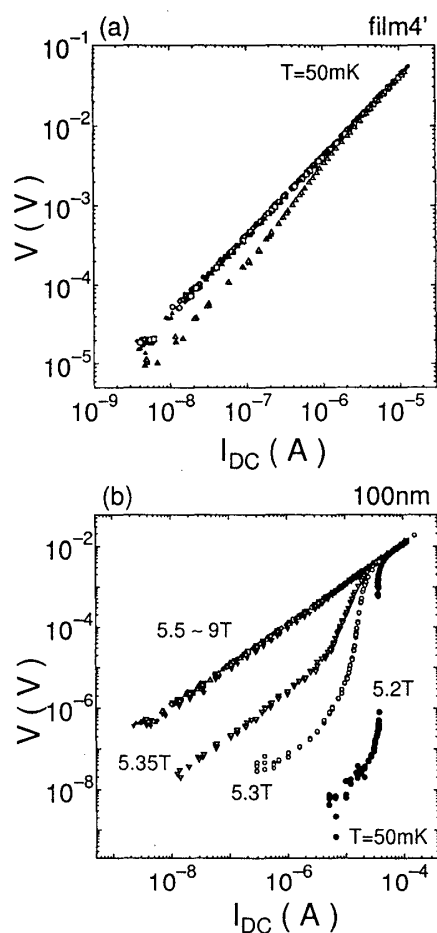

 図 3.23: 高磁場の  $R$ - $I$  曲線


図 3.24: film4' と 100nm の膜の測定電圧の比較

### 3.3 乱れによる SI 転移と異常な絶縁体相

ここまでは、“磁場印加”の SI 転移点直上における異常な絶縁体領域について述べてきた。この節では、“乱れ”による SI 転移点直上の絶縁体相においても、磁場印加による SI 転移のときと同様な異常な絶縁体領域が存在するかどうかについて議論する。

図 3.25 は、“乱れ”による SI 転移点近傍にある絶縁体的試料 film8' と SI 転移点から離れた絶縁体的試料 film11' の、様々な温度における垂直および平行磁場中の磁気抵抗である (図 3.1 の film8, 11 を参照のこと)。film8'、film11' は以前の研究 [35] に用いられた film8, 11 と同じものであるが、抵抗値が少し変化するため新しい名前を付けた。この図から、いずれの試料においても、垂直磁場印加による磁気抵抗と平行磁場印加による磁気抵抗の違いは  $T \leq 0.1\text{K}$  の極低温では目立つものの、それよりも高温になると非常に小さいかあるいは重なっているように見える。ちなみにこの試料のゼロ磁場におけるコンダクタンスの温度変化  $G(T)$  は 2 次元電子系の弱局在領域において予想される

$$G(T) = G_0 + \frac{pe^2}{2\pi^2\hbar} \log T \quad (3.6)$$

にしたがっている [35]。また、垂直磁場中の磁気抵抗の符号は正であるが、これは Mo 原子によってもたらされるスピン軌道相互作用のためと考えられる。

図 3.26 は、垂直磁場の抵抗から平行磁場の抵抗を引き、ゼロ磁場の抵抗値で規格化したもの  $R_a(B) = (R(B_\perp) - R(B_\parallel))/R(0)$  をプロットしたものである。この磁気抵抗の異方性  $R_a(B)$  は常に正である。また特徴として、film8' の  $R_a(B)$  が極低温の 0.05K から比較的高温の 1K にわたって、 $B \sim 2\text{T}$  付近でピークをもっているのに対し、film11' ではそのような傾向は見られなかったことが挙げられる。

同様の実験を N. Marković らは絶縁体的な 2 次元系のアモルファス Bi 超薄膜を用いて行い、垂直磁場の磁気抵抗 ( $R_\perp$ ) から平行磁場の磁気抵抗 ( $R_\parallel$ ) を引いたものが、磁場に対して比例することを示した (図 3.27) [26]。彼らは膜厚を  $10.50\text{\AA}$  から  $0.25\text{\AA}$  刻みで最大  $15\text{\AA}$  まで増やすことにより乱れ (単位面積当たりの電子数) を変えている。彼らによると、 $R_\perp$  は (i) 軌道運動の寄与、(ii) ゼーマン効果、(iii) 渦糸の寄与によってもたらされる。しかし、(i) についてはスピン・軌道相互作用が強いときには無視できるとし、(ii)、(iii) のみを考慮している。一方、 $R_\parallel$  については軌道運動の効果と渦糸の寄与は無視でき、ゼーマン効果のみでもたらされると主張している。つまり、ゼーマン効果は磁場の向きによらないので、 $R_\perp - R_\parallel$  は渦糸の寄与のみによって説明できることになる。これが磁場に比例していることから (図 3.27 右図)、絶縁体領域において自由に動ける渦糸が存在し、そのフラックスフロー抵抗 [49]

$$\rho_f = B \frac{\Phi_0}{\eta c^2} \quad (3.7)$$

を観測したと解釈している。ここで  $\Phi_0$  は磁束量子、 $\eta$  は磁場  $B$  に依存しない粘性係数である。すなわちこの結果から彼らは Fisher らが予想するボーズグラス相における渦糸の存在の証拠を得たとしている。しかし、彼らの実験は  $R_\perp - R_\parallel$  が直線的に立ち上がる低磁場域しか行われておらず、超伝導の影響が消失する (すなわち渦糸が消失する) はずの高磁場域のデータがないこと、また測定温度は  $0.7\text{K}$  という比較的高い温度であり、この温度で強い量子ゆらぎの効果が本当に見られるのかといった問題もある。

ところで図 3.28 に示したのは、我々の試料の水平磁場中の磁気抵抗について、 $(R(B_\parallel) - R(0))/R(0)$  を  $B_\parallel/T$  に対してプロットしたものである。 $B_\parallel/T \sim 1.5(\text{T/K})$  以下において、このプロットは ( $T = 0.05\text{K}$  のデータを除いて) 一つの曲線に乗っているように見える。これはこの系における水平磁場中の磁気抵抗がゼーマン効果によることを意味する [26, 50]。また、理論的には  $B > B_z (= k_B T / g\mu_B)$  の磁場ではスピンの状態は強く制限され、ゼーマン効果による磁気抵抗への寄与はなくなる。例えば  $T = 1\text{K}$  で  $B_z \sim 1.5\text{T}$  であり、 $T = 0.1\text{K}$  では  $B_z \sim 0.15\text{T}$  となる。図 3.29 は図 3.26 の低磁場域の拡大図であるが、例えば film8' の  $T = 0.1\text{K}$  については  $B = 0 \sim 0.1\text{T}$  にかけて急激な跳びが見られており、明らかに磁場に比例していないことがわかる。その他の温度、また film11' についても磁場に比例しているとは言いがたい結果となった。

film8' でピークがみられた  $B = 2\text{T}$  付近の磁場では、平行磁場の磁気抵抗をゼーマン効果で説明できないので、この異方性の起源については結論できない。また我々の MoSi は彼らの Bi ほどはスピン・軌道相互作用が強くないと考えられるので、その面からも単純な引き算で渦糸の寄与を導き出すのは難しいかもしれない。しかし、この磁気抵抗の異方性で見られたピークは超伝導体試料で観測された、磁場印加による SI 転移点直上における磁気抵抗の異常なピークに似ており、クーパー対の存在を示している可能性がある。

以上の解析では、自由に動くことのできる渦糸が存在しているかどうかを結論付けるには不

十分であった。N. Marković らのデータは、彼らの行った異方性の解析と解釈が正しいとすれば渦糸を検出したといえる。しかし、 $R_{\perp}$  への軌道運動の寄与が無視できることについて議論がなされていないこと、高磁場のデータが示されていないことなどから、その解析の信憑性に疑念を抱かずにはいられない。したがって我々は、自由に動くことのできる渦糸が存在していることを主張するためには、より直接的に渦糸の存在をとらえる測定を行うべきであると考えている。

一方、磁気抵抗そのものにはクーパ対の存在を示唆する異常な振る舞いが見られた。図 3.30 には film8', 11' の  $T = 0.05\text{K}$  における垂直磁場の磁気抵抗の低磁場部分を拡大したものとした。アンダーソン局在では低磁場で

$$\frac{\Delta R}{R(0)} = \frac{R(B) - R(0)}{R(0)} \propto B^2 \quad (3.8)$$

となることが知られているが、film11' の磁気抵抗は  $0.1 \sim 0.2\text{T}$  以下で明らかに  $B^2$  的振る舞いから外れて、ゼロ磁場から急に立ち上がっていることがわかる。film8' は film11' のような明らかな  $B^2$  的振る舞いを示してはいないが、 $0.1 \sim 0.7\text{T}$  以下でやはりゼロ磁場の急激な立ち上がりが見測された。これらのアンダーソン局在で説明することのできない磁場領域に、局在したクーパ対が存在していると考えられる。

以上の結果とこれまでの結果に基づいて  $T = 0$  における  $B - R_n$  相図を図 3.31 に示した。film8' と film11' に対応する点の磁場は、図 3.30 で  $B^2$  的振る舞いが見られなくなる磁場である。もし film8' の異方性で見られたピークの磁場 ( $\sim 2\text{T}$ ) までクーパ対が存在すると仮定すると、ゼロ磁場で超伝導となる試料と同程度、あるいはそれ以上の広さの異常な絶縁体相があることになり不自然である。この相図を完成させるためには、渦糸の存在を直接的に観測することが必要である。

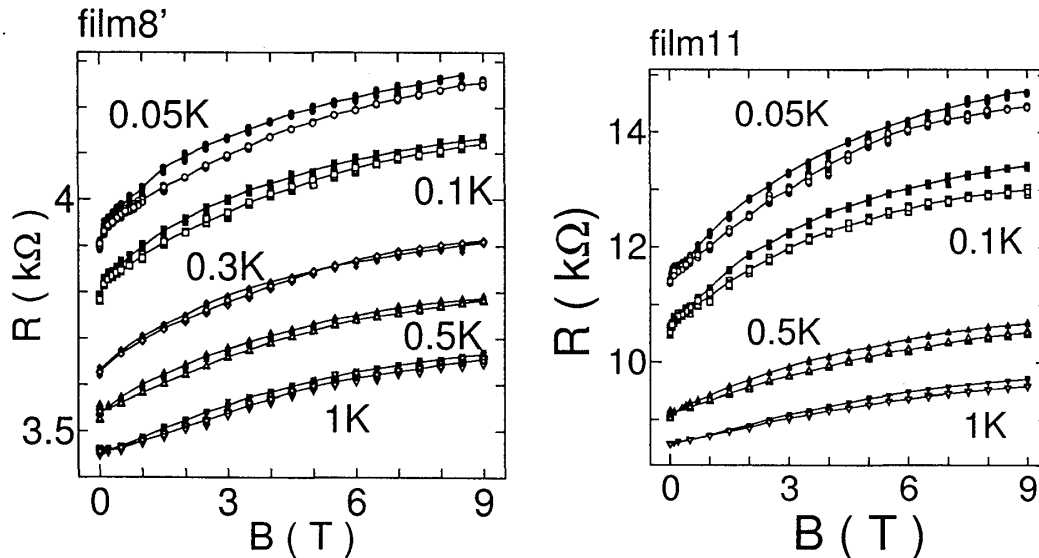


図 3.25: film8' と 11' の垂直・平行磁場中における磁気抵抗

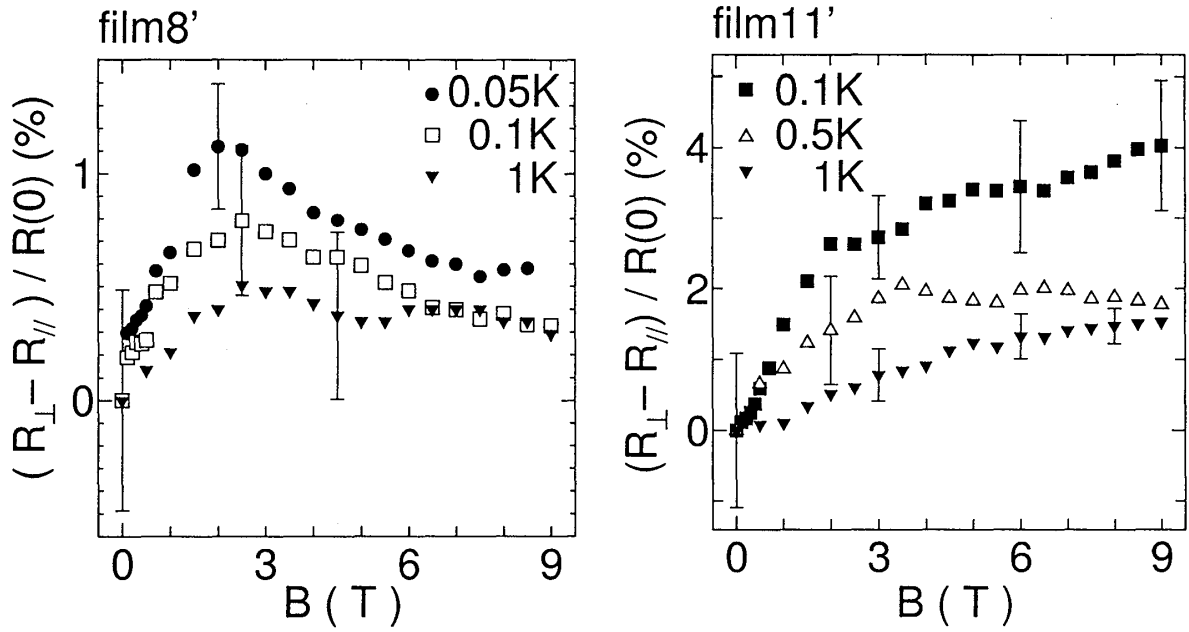


図 3.26: film8' と 11' の磁気抵抗の異方性

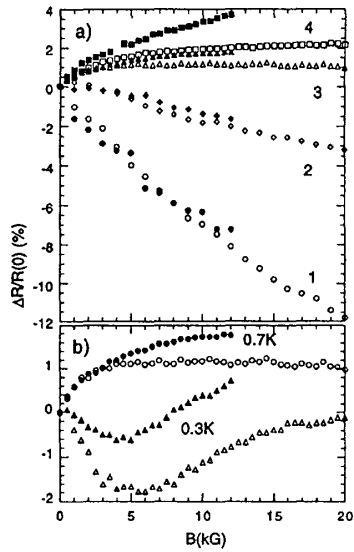


FIG. 1. Magnetoresistance as a function of magnetic field for (a) four films of different nominal thicknesses: 10.50 Å (circles), 10.75 Å (diamonds), 11.00 Å (triangles), and 11.25 Å (squares); (b) sample 3 ( $d = 11.00$  Å) at two different temperatures: 0.7 K (circles), and 0.3 K (triangles). Filled symbols represent the perpendicular field, and open symbols represent the parallel field.

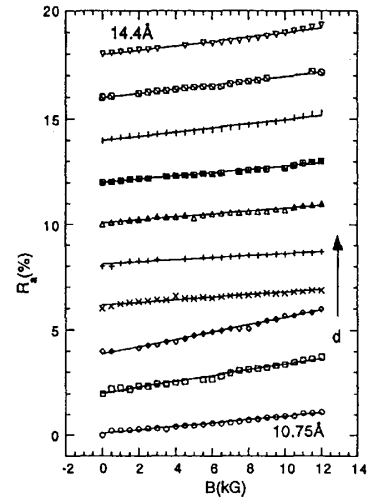


FIG. 2. The difference between the perpendicular and parallel magnetoresistance  $R_a$  as a function of magnetic field for ten films of different thicknesses at 0.7 K. Full lines are linear fits. The zeros of the vertical scale are offset for clarity.

図 3.27: Marković らのデータ

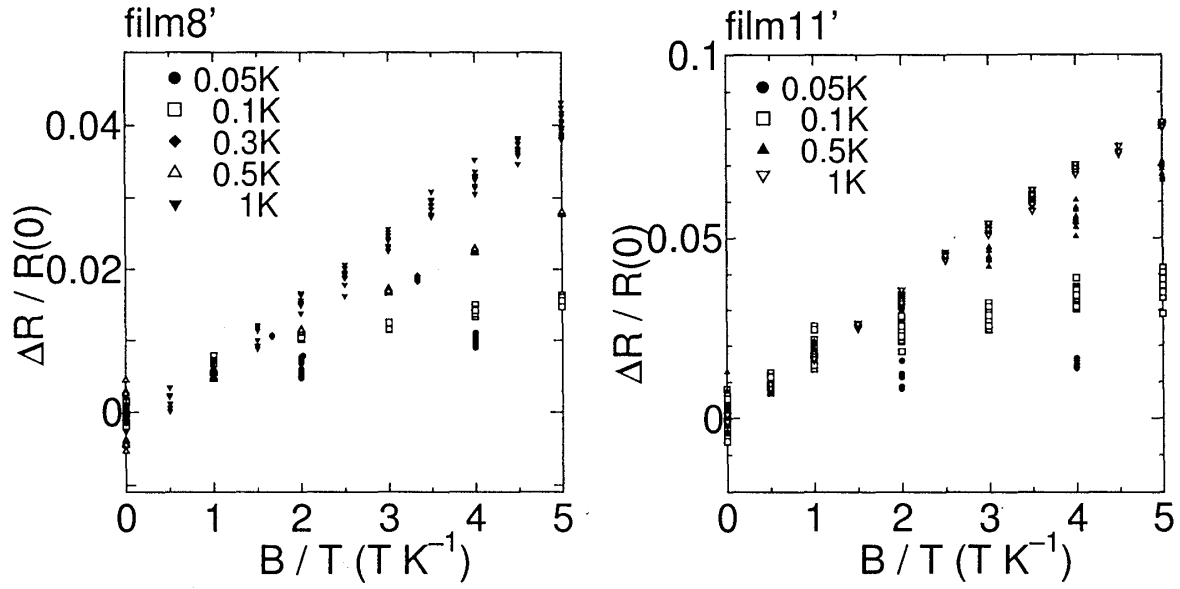


図 3.28: 水平磁場中の磁気抵抗を  $B/T$  に対してプロットしたもの。  $\Delta R = R(B_{\parallel}) - R(0)$  である。

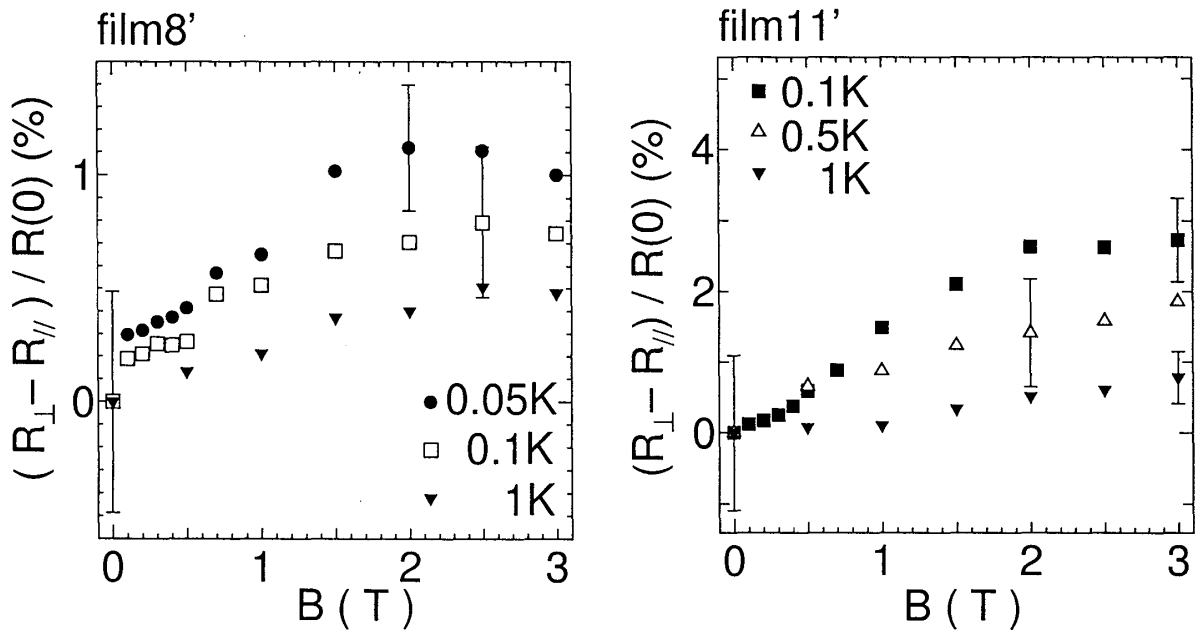


図 3.29: film8' と 11' の磁気抵抗の異方性の低磁場部分を拡大したもの



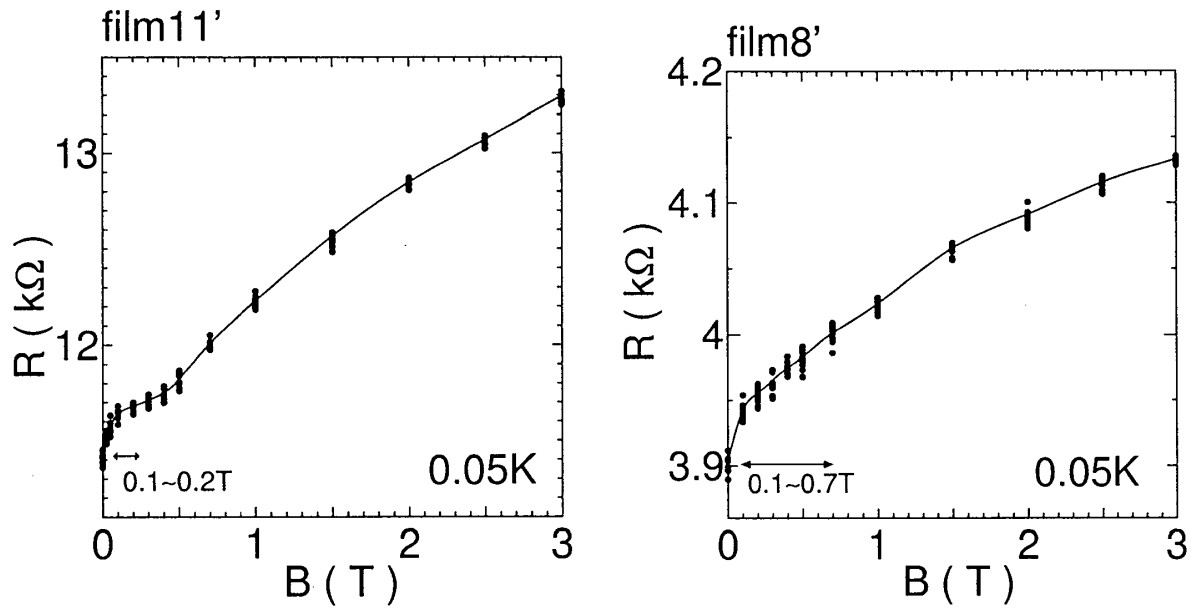


図 3.30: film8', 11' の垂直磁場の磁気抵抗の低磁場部分を拡大したもの

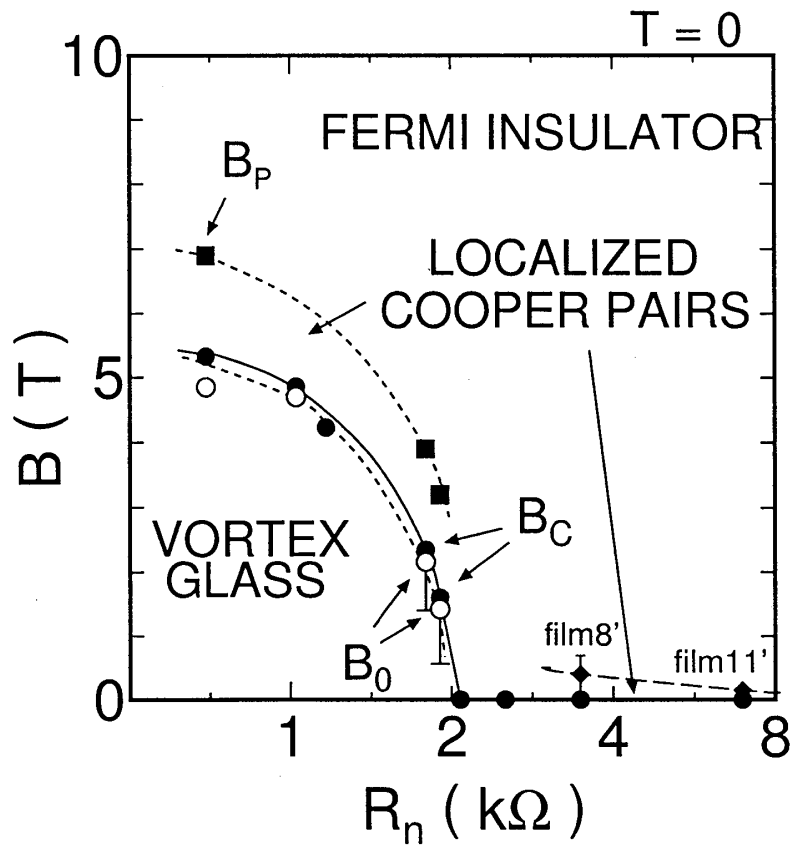


図 3.31:  $T = 0$  における  $B - R_n$  相図; 横軸が log スケールになっていることに注意。

### 3.4 3次元試料の電流-電圧特性

本研究で用いた 100nm の 3 次元膜では、交流インピーダンス測定 [51] によって極低温・高磁場域までボルテックスガラス転移が起こること、および  $T = 0$  に金属的量子液体相が存在することを見出ししている [40]。さらに、交流測定の際から求められる動的臨界指数  $z$  の値が、 $T = 0.2\text{K}$  以下、 $B = 5.1\text{T}$  以上で増大することもわかった。このことから、この温度と磁場を境に、熱ゆらぎによって磁束系が融解する磁束液体相から、量子ゆらぎによって融解する量子的な液体相へのクロスオーバーが起こっていると考えている。図 3.32 にこの試料の温度  $T$ 、磁場  $B$  に対する磁束相図を示した。黒丸は通常の熱的なボルテックスガラス転移 ( $z \simeq 6$ ) を、白丸は通常の熱的なボルテックスガラス転移で予想される  $z$  よりも大きな値をとる ( $z \simeq 8$ ) 点を表している。 $B_g(T)$  と  $B_{C2}(T)$  で囲まれた領域は磁束液体相で、高温側は通常の磁束液体相、 $T = 0$  近傍の低温側は量子磁束液体相 (QVL) である。ただし、この 2 つの液体相の境界線はまだ明らかになっていない。これらの液体相において、電流-電圧特性の測定を行い、量子液体相に特有な振る舞いが見られるかどうかを調べた。

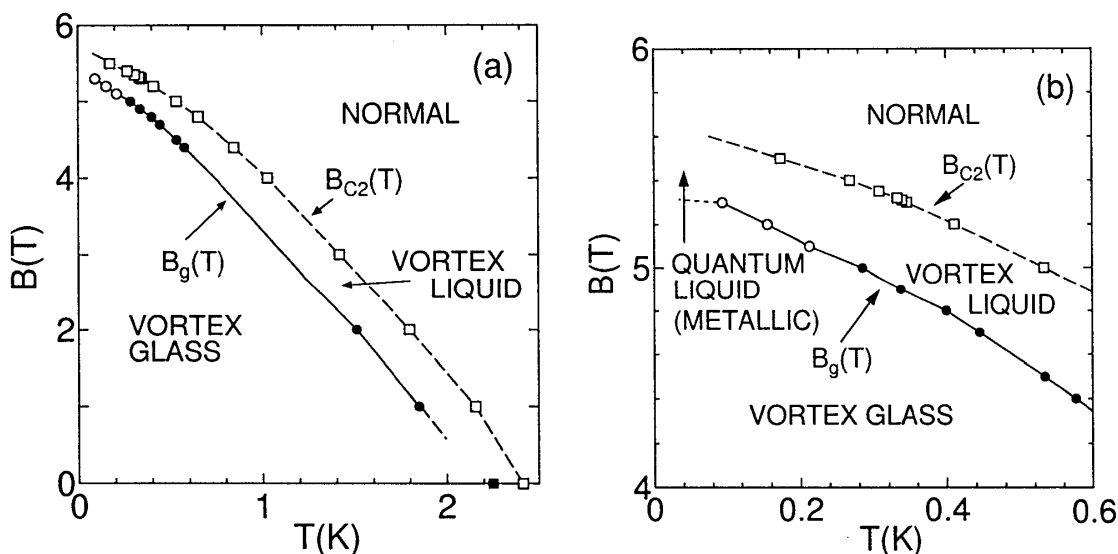


図 3.32: 100nm 膜の温度  $T$ 、磁場  $B$  に対する磁束相図。(b) は (a) の低温部分を拡大したもの。

#### 測定結果－4.8T の結果

図 3.33 の左右の図は、それぞれ  $B = 4.8\text{T}$  における直流の  $\rho$ - $I$  と交流の微分抵抗測定による  $dV/dI$ - $I$  の測定結果を示したものである。 $\rho$ - $I$  は  $I$ - $V$  で求めた値に対し、 $V = \rho I/d$  ( $d$  は膜厚) の変換を施したものである。 $dV/dI$  測定の交流電流は  $I_{AC} \sim 1 \times 10^{-7}\text{A}$  である。交流インピーダンスの測定 [40] から、温度の上昇に伴い、磁束状態はガラス相から熱ゆらぎによって磁束系が融解した液体相へと移り変わることがわかっている (図 3.32 の交流インピーダンス測定による相図参照)。 $B = 4.8\text{T}$  の磁場中では、ガラス転移温度  $T_g$  は  $0.4\text{K}$  である。ところが電流-電圧測定の結果 (図 3.33) では、3次元系におけるボルテックスガラス理論 [1] で予想されている振る舞いは見られない。すなわち、 $\rho \sim I^{(z-1)/2}$  に従う  $\rho$ - $I$  は  $T < T_g (= 0.4\text{K})$  の  $0.389, 0.358\text{K}$

では見られず、それより低温ではじめて観測された。ほぼ直線に見える  $T = 0.306\text{K}$  がグラス転移温度であるとして傾き  $(z-1)/2$  を求めると 4.0、すなわち  $z = 9.0$  となり、交流インピーダンス測定から明確に求まった  $z = 6.0 \pm 0.2$  ( $T_g = 0.40\text{K}$ )、あるいは、理論 [1] の予想する  $z = 4-7$  よりもやや大きい値となる (このことから、真の臨界的  $\rho-I$  は  $T = 0.358\text{K}$  よりも高温側で、傾きがゆるいと考えられる)。明らかに上凸になっている曲線は一本も見られなかった。その理由として、高電流側において試料が発熱している可能性が考えられる。

$T > 0.358\text{K}$  の曲線については、低電流で線形抵抗を示したことから、それらの領域が通常の磁束液体相になっていることがわかる。 $dV/dI$  測定についても、ほぼ同様の結果となった。

## 5.2T の結果

5.2T は図 3.32 の相図上で温度の上昇とともに、「ボルテックスグラス」→「QVL」→「熱的な磁束液体相」へと転移すると期待される磁場である。この磁場における  $\rho-I$ 、 $dV/dI$  を図 3.34 に示す。4.8T とは異なり  $\rho-I$  曲線は全て下凸となった。交流インピーダンス測定によると  $T_g = 0.154\text{K}$  であるが、その付近で  $\rho-I$  のおおよその形は連続的に変化しているように見え、このデータからは特に転移点前後で劇的な変化が起こっている様子は認められない。QVL から熱的な磁束液体相への転移がどの温度で起こるかはわからないが、 $T > 0.2\text{K}$  においても特に  $\rho-I$  に異常な振る舞いは見られなかった。

## 5.3T の結果

5.3T は S-M 転移の臨界磁場であり、温度を最低温から上げていくと、QVL とボルテックスグラスの境界線の辺りを通り、通常の磁束液体相かあるいはノーマル状態に移っていくような磁場である。図 3.35 に示すように、この磁場においても  $\rho-I$  特性は常に下に凸で  $T_g$  を決定できるようなべき乗則に従う  $\rho-I$  は観測されなかった。

## 5.35T の結果

5.35T は抵抗測定で絶対零度に向かって抵抗が有限に残り (図 3.9)、交流インピーダンス測定では  $T_g$  が見られなくなった磁場である。つまり、この磁場では最低温の金属的な QVL に始まり、おそらく  $T > 0.2\text{K}$  で通常の磁束液体相かあるいはノーマル状態に転移していくと思われる。図 3.36 に示すように、測定結果はどの温度についても低電流でオーミックな抵抗を示した。

以上の 4 つの磁場についての電流-電圧測定、微分抵抗測定のデータをそのまま眺めただけでは、QVL 相において異常は観測されなかった。詳細な変化を追えば何か異常が見出される可能性は残っている。そのためには、まず発熱による電圧への寄与を見積もり、生のデータを補正する必要があるだろう。これを行うためには、試料における発熱量と希釈冷凍機によるクーリングパワー、試料とコールドプレート間の熱抵抗を定量的に評価する必要がある [47]。一方、3次元系における QVL に関する理論は少なく、果たしてこの領域においてどのような  $I-V$  特性が得られるべきなのかは今のところ示されていない。2次元超伝導体の絶縁体的な量子磁束液体相においては、3.2.5 節で Doniach らの結果 [48] と比較を行った。ここでは試みに、3次元膜の結果とも比較することにする。式 (3.5) によると、QVL 相では一定磁場の下で  $T \rightarrow 0$  となるほど  $\log \rho - \log I$  は傾き  $-1$  に近づく ( $dV/dI$  についても同様)。測定したどの磁場についても低電流で抵抗の線形性は確かめられたものの、低温にいくほど傾きが負に近づいていく傾向は観測されなかった。以上まとめると、3次元の QVL 相、2次元のボーズグラス相と考えられる異常な絶縁体領域、いずれにおいても  $\rho-I$  ( $dV/dI-I$ ) 特性は少なくとも低電流側では線形であり、異常な振る舞いは観測されなかった。

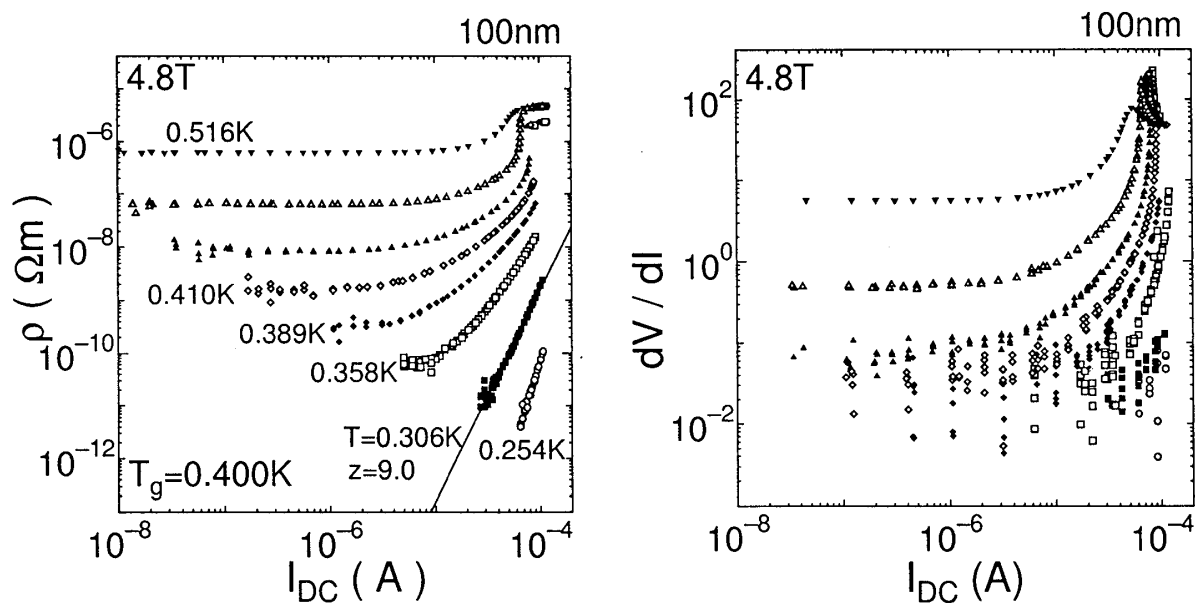


図 3.33:  $B = 4.8\text{T}$  における  $\rho$ - $I$  と  $dV/dI$ 。測定温度は、0.254K、0.306K、0.358K、0.389K、0.410K、0.431K、0.463K、0.516K である。図中の  $T_g$  は交流インピーダンス測定によって決定された値である。左右の図で同じ記号は同じ温度を示す。

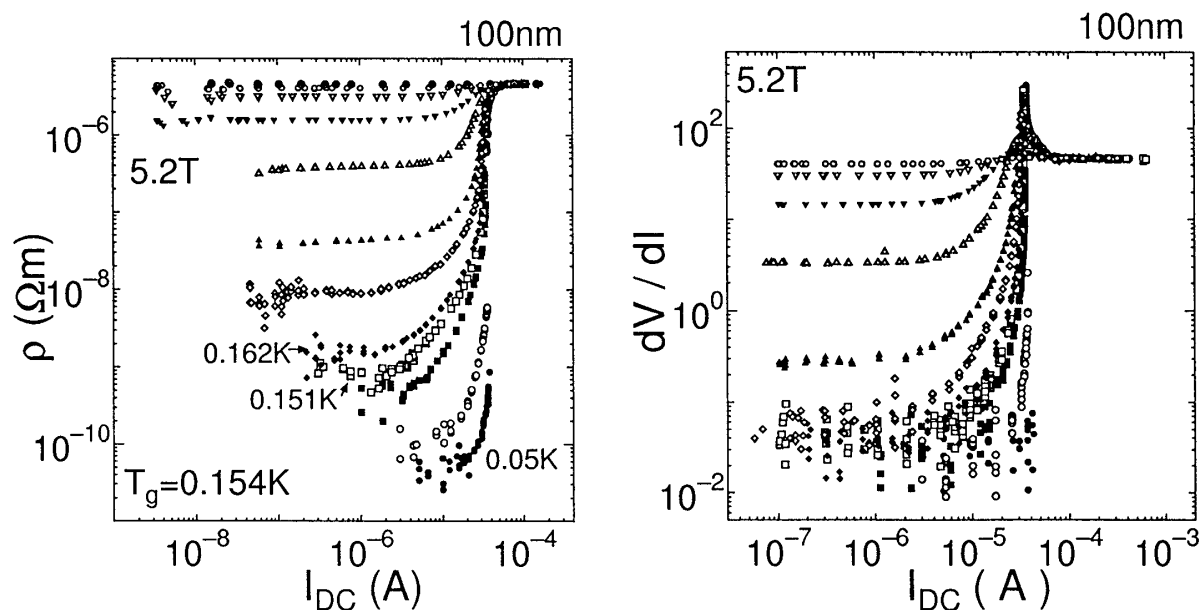


図 3.34:  $B = 5.2\text{T}$  における  $\rho$ - $I$  と  $dV/dI$ 。測定温度は、0.050K、0.101K、0.141K、0.151K、0.162K、0.182K、0.203K、0.254K、0.306K、0.358K、0.410K、0.516K である。

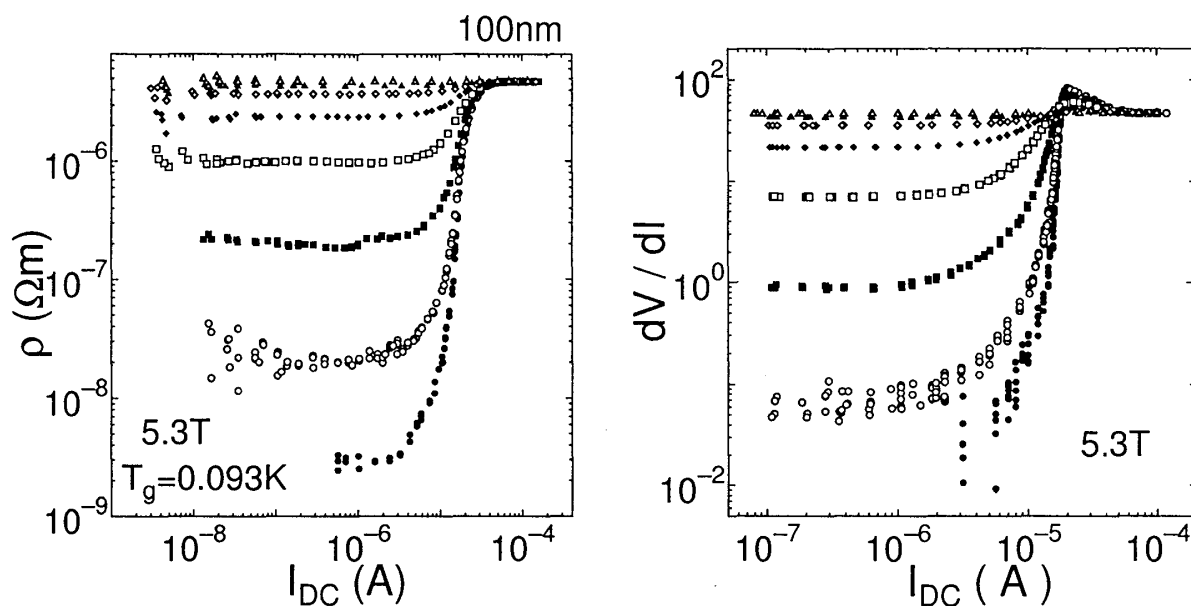


図 3.35:  $B = 5.3\text{T}$  における  $\rho$ - $I$  と  $dV/dI$ 。測定温度は、0.050K、0.101K、0.151K、0.203K、0.254K、0.306K、0.358K、0.516K である。

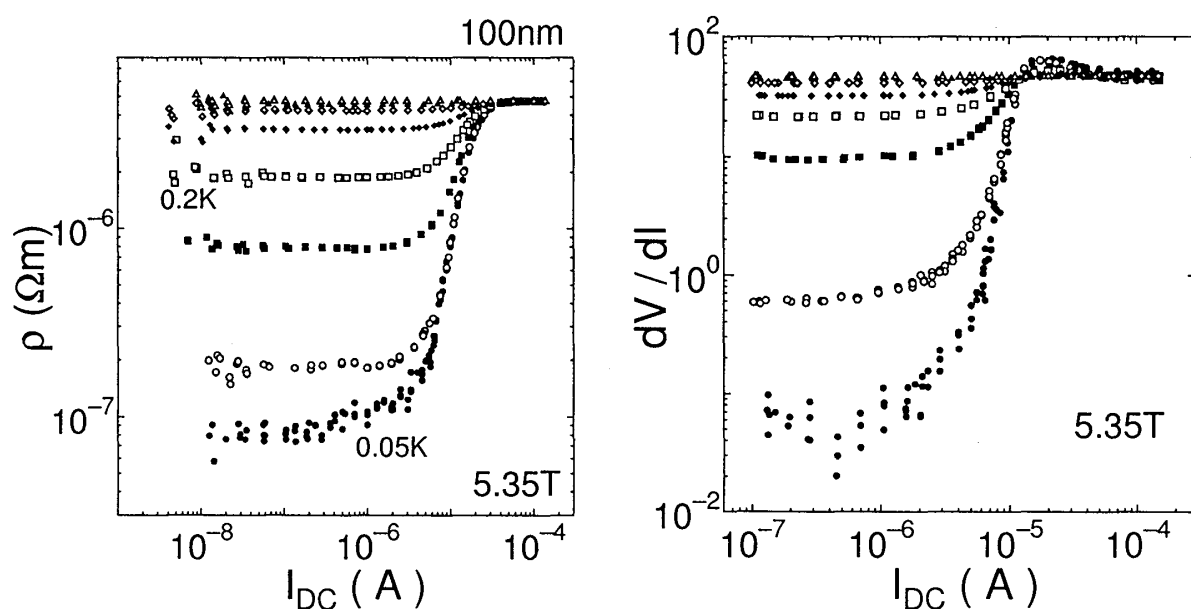


図 3.36:  $B = 5.35\text{T}$  における  $\rho$ - $I$  と  $dV/dI$ 。測定温度は、0.050K、0.101K、0.151K、0.203K、0.254K、0.306K、0.358K、0.516K である。

## 4 まとめ

本研究では、磁場印加および乱れによる2次元超伝導絶縁体(SI)転移近傍の電子状態および磁束状態を、特にボーズグラス相の存在可能性という観点から調べた。用いた試料は、膜厚4nmの乱れを変えた2次元超伝導体とみなせるアモルファス  $\text{Mo}_x\text{Si}_{1-x}$  薄膜、および3次元とみなせる膜厚100nmの膜である。 $T \sim 0.04\text{K}$ の極低温、磁場  $B \sim 11\text{T}$ の高磁場まで電気抵抗測定を行った。本研究とは独立に行った交流インピーダンス測定から、100nmの試料には量子磁束液体相が存在する証拠を得ているが、その液体相において通常の磁束液体相とは異なる電流-電圧特性が見られるかどうかについても調べた。それらの結果を以下にまとめる。

1. 磁場印加によるSI転移点に隣接した絶縁体領域では、極低温でクーパー対の存在を示唆する異常な負の磁気抵抗を観測している。この絶縁体領域の起源がFisherの理論で予言されているボーズグラス相であるかどうかを調べるために、そのような絶縁体領域が出現する条件である、「2次元性」、「磁束の存在」を満たさないような条件下での測定を行った。まず、厚い膜(3次元)の磁気抵抗を測定したところ、磁気抵抗は常に単調増加で、薄い膜で見られるような異常な絶縁体領域は観測されなかった。このことから、この絶縁体領域の出現には2次元性が本質的な役割を演じていることがわかった。次に、薄い膜の水平磁場中における磁気抵抗測定を行ったところ、垂直磁場中で観測されたような負の磁気抵抗は見られなかった。つまり、垂直磁場中でみられた異常な絶縁体領域は磁束の運動によってもたらされるものであることがわかった。  
以上の結果は、この異常な絶縁体領域が2次元の強い量子ゆらぎによって生じるボーズグラス相であることを支持するものとなった。一方、磁場印加によるSI転移点直下に金属的な量子磁束液体(QVL)相が存在するという主張が他の研究グループでなされている。我々の系ではこのような金属相は存在しないか、存在したとしてもごく狭い領域であることが分かった。これは2次元SI転移の描像を支持する結果である。
2. 乱れによるSI転移点直上の絶縁体相にもボーズグラス相の存在を示す異常な絶縁体領域があるかどうかを調べるために、次のような磁気抵抗測定を行い、クーパー対と磁束の検出を目指した。垂直磁場中の磁気抵抗から平行磁場中の磁気抵抗を引いて求めた異方性は、他のグループがフラックスフローを主張しているような低磁場側で直線的に立ち上がる結果にはならなかった。しかし、磁気抵抗そのものはアンダーソン局在で予想されている結果と異なり、ゼロ磁場から急激に立ち上がる様子が観測された。これらの測定結果から、乱れによるSI転移点直上の絶縁体相では、磁束の存在については結論できなかったが、クーパー対が存在していることがわかった。
3. 4nm膜の磁場印加によるSI転移で出現する異常な絶縁体領域、および100nmの量子磁束液体相で、電流-電圧( $I$ - $V$ )測定を行ったところ、低電流では常にオーミックで異常はなかった。4nmの高電流側では、異なる磁場の $I$ - $V$ 曲線が交わる異常な振る舞いを観測した。この振る舞いは横軸を $I$ から $T$ と読み替えると抵抗の温度依存性の結果と似ていることがわかった。これが、純粋に電流によるクーパー対の破壊効果で説明できるのか、あるいは電子系の加熱によるものなのかを明らかにするには、今後の実験・解析が必要である。また、100nmのQVL相の $I$ - $V$ 測定では、異常な現象は今のところ見出されていない。この場合も試料の発熱が測定結果に大きな影響を及ぼしていると考えられるため、発熱の寄与を取り除く解析方法を確立することが今後の課題である。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、丁寧にご指導して頂き、多くの有益なご助言を下さいました東京工業大学極低温システム研究センターの大熊哲助教授に深く感謝致します。また実験の技術、進め方について卒業後も多くのアドバイスを下さいました篠崎智志氏に感謝致します。そして実験に不可欠な液体ヘリウムの供給をして下さった液化室の出町氏、佐藤氏に感謝致します。

最後に、私を支えて下さった大熊研究室のOB並びに現学生の皆様にお礼を申し上げます。

## 参考文献

- [1] D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, D. A. Huse, Phys. Rev. B **43**, 130 (1990).
- [2] J. M. Kosterlitz, D. J. Thouless, J. Phys. C **6**, 1181 (1973).
- [3] B. I. Harperlin and D. R. Nelson, J. Low. Temp. Phys. **36**, 599 (1980).
- [4] V. Ambegaokar, B. I. Halperin, D. R. Nelson, and E. D. Siggia, Phys. Rev. B **21**, 1806 (1980).
- [5] S. M. Ammirata, M. Friesen, S. W. Pierson, L. A. Gorham, J. C. Hunnicutt, M. L. Trawick, and C. D. Keener, Physica C **313**, 225 (1999).
- [6] G. Blatter, B. Ivlev, Y. Kagan, M. Theunissen, Y. Volokitin, and P. Kes, Phys. Rev. B **50**, 13013 (1994).
- [7] P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, Rev. Mod. Phys. **57**, 287 (1985).
- [8] J. Graybeal, M. Beasley, Phys. Rev. B **29**, 4167 (1984).
- [9] P. W. Anderson, Phys. Rev. **102**, 1008 (1958).
- [10] E. Abrahams, P. W. Anderson, G. Licciardello, and T. V. Ramakrishnan, Phys. Rev. Lett. **42**, 673 (1979).
- [11] M. P. A. Fisher, G. Grinstein, and S. M. Girvin, Phys. Rev. Lett. **64**, 587 (1990).
- [12] M. P. A. Fisher, Phys. Rev. Lett. **65**, 923 (1990).
- [13] A. Yazdani, and A. Kapitulnik, Phys. Rev. Lett. **74**, 3037 (1995).
- [14] S. Okuma, and N. Kokubo, Solid State Commun. **93**, 1019 (1995).
- [15] C. D. Chen, P. Delsing, D. B. Haviland, Y. Harada, and T. Claeson, Phys. Rev. B **51**, 15645 (1995).
- [16] R. Ikeda, Int. J. Mod. Phys. B **10**, 601 (1996).
- [17] J. A. Chervenak, and J. M. Valles, Jr., Phys. Rev. B **54**, R15649 (1996).

- [18] D. Ephron, A. Yazdani, A. Kapitulnik, and M. R. Beasley, Phys. Rev. Lett. **76**, 1529 (1996).
- [19] D. B. Haviland, Y. Liu, and A. M. Goldman, Phys. Rev. Lett. **62**, 2180 (1989).
- [20] J. M. Valles, Jr., R. C. Dynes, and J. P. Garno, Phys. Rev. Lett. **69**, 3567 (1992).
- [21] S. J. Lee and J. B. Ketterson, Phys. Rev. Lett. **64**, 3078 (1990).
- [22] S. Okuma, T. Terashima and N. Kokubo, Solid State Commun. **106**, 529 (1998).
- [23] N. Nishida, S. Okuma and A. Asamitsu, Physica **169B**, 487 (1991).
- [24] S. Kobayashi, A. Nakamura, and F. Komori, J. Phys. Soc. Jpn. **59**, 4219 (1990).
- [25] S. Okuma, H. Koyanagi, and N. Nishida, J. Phys. Soc. Jpn. **60**, 4017 (1991).
- [26] N. Marković, C. Christiansen, G. Martinez-Arizala, A. Mack, A. Goldman, Phys. Rev. Lett. **81**, 701 (1998).
- [27] A. F. Hebard, M. A. Paalanen, Phys. Rev. Lett. **65**, 927 (1990).
- [28] M. A. Paalanen, A. F. Hebard and R. R. Ruel, Phys. Rev. Lett. **69**, 1604 (1992).
- [29] S. Okuma, N. Kokubo, Phys. Rev. B **51**, 15415 (1995).
- [30] S. Okuma, N. Kokubo, Phys. Rev. B **56**, 410 (1997).
- [31] S. Okuma, T. Terashima and N. Kokubo, Phys. Rev. B **58**, 2816 (1998).
- [32] S. Okuma, S. Shinozaki, and K. Kokubo, Advances in Superconductivity XI 1, **185** (Springer 1999).
- [33] A. Yazdani, and A. Kapitulnik, Phys. Rev. Lett. **74**, 3037 (1995).
- [34] V. F. Gantmakher, M. V. Golubkov, V. T. Dolgoplov, G. E. Tsydynzhapov, and A. A. Shashkin, JETP **71**, 160 (2000).
- [35] 寺嶋尚久, 修士論文 (1998).
- [36] 篠崎智志, 修士論文 (2000).
- [37] M. Watanabe, H. Shimada, S. Kobayashi, Y. Ootuka, J. Phys. Soc. Jpn. **66**, 1419 (1997).
- [38] S. Okuma, Y. Imamoto, and M. Morita, Physica C (2001), in press.
- [39] S. Okuma, Y. Imamoto, and M. Morita, Physica C (2001), in press.
- [40] S. Okuma, Y. Imamoto, and M. Morita, Phys. Rev. Lett. **86**, 3136 (2001).
- [41] M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, and A. I. Larkin, Physica **167C**, 177 (1990).



- [42] S. Okuma, S. Shinozaki, M. Morita, Phys. Rev. B **63**, 54523 (2001).
- [43] S. Okuma and M. Morita, Physica C (2001), in press.
- [44] V. F. Gantmakher, M. V. Golubkov, V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin and G. E. Tsydyzhapov, JETP **71**, 473 (2000).
- [45] V. F. Gantmakher, M. V. Golubkov, J. G. S. Lok and A. K. Geim, JETP **82**, 951 (1996).
- [46] M. Morita and S. Okuma, Physica C (2001), in press.
- [47] M. V. Golubkov and G. É. Tsydyzhapov, JETP **71**, 516 (2000).
- [48] A. Krämer and S. Doniach, Phys. Rev. Lett. **81**, 3523 (1998).
- [49] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity Second Edition* (McGraw-Hill, 1996).
- [50] T. W. Jing, N. P. Ong, T. V. Ramakrishnan, J. M. Tarascon and K. Remschnig, Phys. Rev. Lett. **67**, 761 (1991).
- [51] S. Okuma and M. Arai, J. Phys. Soc. Jpn. **69**, 2747 (2000).